



HAL
open science

Combinaison cohérente par contrôle actif de la phase appliquée aux oscillateurs paramétriques optiques

Rodwane Chtouki

► **To cite this version:**

Rodwane Chtouki. Combinaison cohérente par contrôle actif de la phase appliquée aux oscillateurs paramétriques optiques. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2021. Français. NNT : 2021UPASP145 . tel-03595552

HAL Id: tel-03595552

<https://theses.hal.science/tel-03595552>

Submitted on 3 Mar 2022

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

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

Combinaison cohérente par contrôle actif
de la phase appliquée aux oscillateurs
paramétriques optiques
*Coherent beam combining by active phase control
applied to optical parametric oscillators*

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 572 : onde et matière (EDOM)
Spécialité de doctorat : Physique
Graduate School : Physique, Référent : faculté des sciences d'Orsay

Thèse préparée dans l'unité de recherche **DOTA (ONERA, université Paris-Saclay)**, sous la direction de **Antoine GODARD**, Directeur de Recherche, et le co-encadrement de **Pierre BOURDON**, Ingénieur de Recherche

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 16 décembre 2021, par

Rodwane CHTOUKI

Composition du jury

Patrick GEORGES Directeur de Recherche, Institut d'Optique	Président
Benoît BOULANGER Professeur, Université Grenoble Alpes (Institut Néel)	Rapporteur & Examineur
Yannick DUMEIGE Professeur, Université Rennes 1 (Institut FOTON)	Rapporteur & Examineur
Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT Professeure, Université de Limoges (XLIM)	Examinatrice
Antoine GODARD Directeur de Recherche, ONERA (DPHY)	Directeur de thèse



**AGENCE
INNOVATION
DÉFENSE**

Combinaison cohérente par contrôle actif de la phase appliquée aux oscillateurs paramétriques optiques

Rodwane CHTOUKI

Sous la direction de Antoine GODARD et encadré par
Pierre BOURDON.

Thèse menée au sein de l'Office Nationale d'Etude et de Recherche en
Aérospatial, co-financée par l'Agence Innovation Défense.

Remerciements

De tout temps l'étudiant a commencé nombre de ses dissertations par des injonctions généralistes et des formulations toutes faites vague de sens. À la suite des travaux présentés de ce manuscrit, mon statut d'étudiant arrive à son terme et il m'était encore en droit d'utiliser ces formulations une dernière fois. Ce changement de statut, ces travaux, n'auraient pas pu avoir eu lieu sans l'aide des nombreuses personnes dont la liste ne sera bien entendu pas exhaustive.

J'aimerais remercier dans un premier temps l'Onera et son Département d'Optique et des Techniques Associées de m'avoir accueilli en ses murs. Je tiens ensuite à remercier Agnès pour son accueil au sein de l'équipe SLS qui a été mon principal environnement de travail. Toute l'équipe a su créer une ambiance agréable où il faisait bon se rendre, toutes considérations de l'évolution des travaux de thèse mises à part.

J'en profite ainsi pour remercier toute l'équipe SLS avec laquelle j'ai passé de très bons moments. Merci à Didier(s) et Christophe pour votre aide plus que précieuse (et parfois même immédiate) sur mes problèmes d'électronique, d'informatique ou de mécanique. Merci à Laurent, Béatrice, Matthieu, Julien, François, Tomline pour nos interactions au quotidien, vos questions et votre aide sur de nombreux aspects.

Je tiens à remercier tout particulièrement Anne pour son soutien indéfectible et sa bienveillance sans pareil, sans qui cette thèse ne se serait très certainement pas terminée. J'en profite pour te féliciter pour tes nouvelles responsabilités. Je suis certain que tu endosseras ce rôle à merveille et te souhaite le meilleur.

Je souhaite aussi naturellement remercier Pierre pour ton encadrement et ta capacité à me rassurer quand du matériel venait malencontreusement à être endommagé ou que la loi de Murphy venait nous jouer des tours... Même si les objectifs de la thèse n'ont pas été atteints je pense qu'on a quand même donné le meilleur (ou pas loin), même s'il a été dur pour moi de voir ce que j'avais apporté tu as su me conforter sur cet aspect et pour ça je t'en remercie.

Un grand merci aussi à Antoine pour avoir accepté de diriger cette thèse et pour m'avoir aiguillé de tes connaissances en OPO. J'en profite pour remercier aussi Myriam et Jean-Michel pour m'avoir accueilli au DPHY lorsque ma manip ne se portait pas au mieux, et je suis désolé que notre projet n'ait pas pu aboutir. Merci aussi à Isabelle pour ta bienveillance.

Ce travail s'est étendu sur de longues années qui n'auraient pas été les mêmes sans une équipe de doctorants (et Philippe) de choc grâce à qui ce marathon a été plus agréable, qu'ils fussent arrivés avant moi ou après.

Je ne remercie pas dans un premier temps Alice pour m'avoir vendu le sujet de cette thèse en parlant de Star Wars, si j'avais su dans quoi je m'embarquais peut-être aurais-je consulté le conseil Jedi au préalable (mais merci quand même hein, t'as quand

même été bien cool). Philippe, Simon, Anasthase, vous avez été un peu les grands frères de cette aventure en me montrant comment on tient les délais dans l'unité, j'espère avoir été à la hauteur et vous revoir rapidement.

Puis s'en vient notre team JDR+ avec qui j'ai partagé plus que des cafés ou des parties autour de chips et de sodas, qu'ils fussent SLS ou CIO. Je remercie chaudement Bastien R. (courage pour la suite de ton aventure entrepreneurial), Vignesh - Louis - Georges (courage pour la fin!), Maxence (PNS power), Nathan, Adrien, Alann ou encore Julien (bravo encore pour ton embauche!). Sans vous je ne pense pas que je serais allé au bout. Je souhaite aussi plein de courage aux doctorants qui ont commencé il y a moins de temps, Bastien B., Pierre, Robin la route est longue mais ça vaut le coup. Un grand merci aussi aux doctorants avec lesquels j'ai peut-être moins interagi mais avec qui ça a été un plaisir de discuter (ou de partir à l'autre bout du monde) : Guillaume, Thomas, Alice, Micke, Léna, Maxence.

J'adresse aussi un grand merci à mon ami de toujours, Bastien (oui ça fait déjà le 3ème évoqué) dont le soutien est aussi intemporel que précieux. Albert, je compte sur toi pour être le prochain à faire une thèse et te moques pas de nous, tu en es capable.

J'aimerais terminer en remerciant de tout mon cœur ma famille et mes amis dont l'aide peut-être moins directe n'a pas été moins importante. J'ai une pensée particulière envers mes compagnons de théâtre qui sont devenu de vrais amis et qui ont rendu cette excursion parisienne plus agréable.

Enfin, je dédie ce travail à mon grand-père qui, j'en suis sûr, est fier de moi.

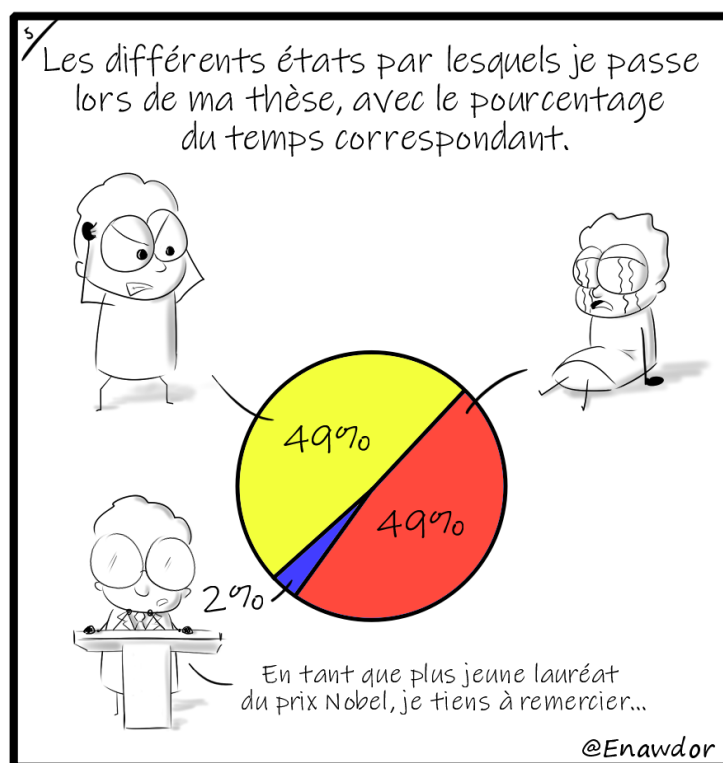


FIGURE 1 – La vérité sur le travail de thèse.

Table des matières

1	État de l'art	3
1.1	Intérêts du rayonnement moyen infrarouge	4
1.1.1	Applications	4
1.1.2	Intérêt du régime continu dans le moyen-infrarouge	9
1.2	Génération de rayonnement moyen infrarouge	10
1.2.1	Laser solides, à gaz et à fibres	10
1.2.2	Diodes laser et lasers à cascade quantique	19
1.2.3	Optique non linéaire et génération de seconde harmonique	22
1.2.4	Génération de différence de fréquences	23
1.2.5	Quasi-accord de phase	24
1.2.6	Oscillateurs paramétriques optiques	25
1.2.7	Récapitulatif sur les limites en puissances de la génération de moyen infrarouge	26
1.3	Combinaison de laser	27
1.3.1	Combinaison incohérente	27
1.3.2	Combinaison cohérente	32
1.4	Combinaison de convertisseurs de fréquences	37
1.4.1	Combinaison de génération de seconde harmonique	38
1.5	Conclusion	39
2	Éléments de théorie	41
2.1	Notations et définitions	41
2.2	Équation de propagation en régime linéaire	42
2.3	Relation constitutive en optique non linéaire	43
2.3.1	Formulation générale	43
2.3.2	Hypothèses simplificatrices	44
2.4	Équations aux amplitudes couplées	45
2.4.1	Approximation de l'enveloppe lentement variable	45
2.4.2	Interaction à trois ondes	46
2.5	Application à la différence de fréquences	48
2.5.1	Hors accord de phase	48
2.5.2	Accord de phase	49
2.5.3	Quasi-accord de phase	49
2.6	Amplification paramétrique	50
2.6.1	Accord de phase $\Delta k = 0$	51
2.6.2	Non accord de phase $\Delta k \neq 0$	52

2.6.3	Quasi-accord de phase	54
2.7	Cas de l'oscillateur paramétrique optique	55
2.7.1	Accord de phase et gain paramétrique	55
2.7.2	Seuil d'un oscillateur paramétrique optique simplement résonnant	56
2.8	Approche théorique de la mise en phase de faisceaux par marquage en fréquence	57
2.8.1	Étude du cas à deux ondes à combiner	57
2.8.2	Généralisation pour n voies à combiner	60
2.9	Application à la combinaison de convertisseur de fréquences	61
2.10	Conclusion	62
3	Combinaison cohérente de différence de fréquences	63
3.1	Montage expérimental	63
3.1.1	Amplificateur de pompe	63
3.1.2	Amplificateur de l'onde signal	65
3.1.3	Montage espace-libre	66
3.2	Démonstration de combinaison cohérente	67
3.2.1	Mise en évidence de la relation de phase	67
3.2.2	Mise en place de l'asservissement	69
3.3	Conclusion	71
4	Adaptation du banc de combinaison DFG aux OPO	73
4.1	Mise à niveau des sources des pompe pour une meilleure symétrie des bras	74
4.1.1	Fibrage de l'étage 1 du bras A	74
4.1.2	Mise à niveau de l'étage 2 du bras B	77
4.1.3	Mesure de la puissance de pompe disponible	77
4.1.4	Réalisation de fours pour le maintien en température des cristaux non linéaires	80
4.2	Étude et dimensionnement de cavités résonnantes OPO	81
4.2.1	Rappels sur les éléments impactant le seuil d'oscillation d'un OPO	82
4.2.2	Cavités linéaires à deux miroirs	85
4.2.3	Cavités en anneaux à trois miroirs	89
4.2.4	Cavité en anneau à quatre miroirs	90
4.2.5	Conclusion sur le dimensionnement de cavité pour l'optimisation du seuil d'oscillation d'un OPO	95
4.3	Comparaison théorique du seuil d'oscillation de l'OPO en fonction du matériel disponible	95
4.3.1	Optimisation des longueurs d'onde en présence	95
4.3.2	Principe de mesure pour la caractérisation spectrométrique des optiques disponibles	98
4.3.3	Caractérisation des optiques à disposition à la longueur d'onde signal	99
4.3.4	Évolution du seuil d'oscillation d'un OPO en fonction de la configuration de la cavité	106
4.3.5	Résumé des types de configuration étudiés	112
4.4	Conclusion	114

5	Mise en place expérimentale de la combinaison cohérente d'OPO	117
5.1	Développement de la cavité OPO	118
5.1.1	Caractérisation du faisceau de pompe	118
5.1.2	Positionnement du plan focal au sein de la cavité OPO	119
5.1.3	Premières oscillations de la cavité OPO	122
5.2	Présence d'une cavité Fabry-Perot parasite	123
5.3	Étude de l'onde complémentaire	128
5.3.1	Observation du faisceau complémentaire	128
5.3.2	Suivi fréquentiel de l'onde complémentaire émise par l'OPO	129
5.4	Duplication de la cavité OPO	130
5.4.1	Seuil d'oscillation de la cavité	130
5.4.2	Étude de la stabilité en fréquence de la cavité OPO du bras A	131
5.4.3	Combinaison cohérente des deux cavités OPO	131
5.5	Pistes d'amélioration des cavités afin de réaliser la combinaison cohérente	133
5.5.1	Amélioration des composants du montage	133
5.5.2	Asservissement en température	133
5.5.3	Asservissement en longueur de cavité	133
5.5.4	Éléments intra-cavité pour stabiliser la longueur d'onde	134
5.5.5	Pistes pour la combinaison cohérente d'OPO impulsionsnels	136
5.6	Conclusion	137
	Bibliographie	156
	Table des figures	165
	Liste des tableaux	168

Introduction générale

L'apparition du laser en 1960 [1], source de lumière cohérente, amène le domaine de l'optique à s'élargir et voit apparaître les premiers effets non linéaires très rapidement, ayant été déjà prévus avant cette date. Grâce à ces effets, de nouvelles fenêtres de rayonnement se voient dotées de sources capable d'y émettre de manière continue ou impulsionnelle.

De nombreuses espèces chimiques peuvent alors être détectées utilisant ces nouvelles sources et le domaine de la spectroscopie se voit alors disposer d'instruments de plus en plus précis et efficaces pour diagnostiquer et sonder l'atmosphère, grâce notamment aux fenêtres de transmission qui y sont présentes dans l'ultraviolet, le proche et le moyen infrarouge notamment. Nous évoquerons dans un premier chapitre consacré à l'état de l'art un ensemble de technologies laser capable d'émettre un rayonnement moyen infrarouge, entre 2-3 et 5 micromètres, qu'il s'agisse de lasers solides, à gaz, fibrés ou reposant sur un processus d'optique non linéaire évoqué précédemment. Nous verrons quels sont les avantages de ces dernières sources en comparaison des autres.

Cependant ces sources lasers finissent par être limitées en puissance, et il est ainsi nécessaire de développer des stratégies de montée en puissance pour améliorer la portée des instruments. Différentes méthodes peuvent être employées pour y parvenir, dont nous dressons un aperçu dans la suite de l'état de l'art. Nous allons voir que du fait des caractéristiques spectrales des sources dont on souhaite augmenter la puissance, il est nécessaire d'employer des méthodes de combinaison dites cohérentes. La manière de réaliser ce type de combinaison est ensuite discuté et nous choisissons d'adopter une combinaison cohérente par marquage en fréquence dont le principe théorique et expérimental est présenté dans un deuxième chapitre, axé sur l'approche théorique de la conversion de fréquences et de la combinaison.

Par la suite, notre objectif est de vérifier expérimentalement une relation de phase qui relie les ondes impliquées dans le processus de différence de fréquences afin de statuer sur un possible contrôle indirect de la phase des ondes complémentaires. En effet les contrôleurs de phase fonctionnant dans le moyen infrarouge possèdent à l'heure actuelle des bandes passantes qui peuvent se retrouver insuffisantes face aux fluctuations de phases qui peuvent avoir lieu. Ainsi si la relation de phase est démontrée expérimentalement il est alors possible d'utiliser des modulateurs de phase électro-optiques matures et rapides sur les voies de pompe. Cette vérification nous amène alors à la première démonstration expérimentale de combinaison cohérente de différence de fréquences par marquage en fréquence.

Cependant le rendement de ce convertisseur reste faible, et l'intérêt de combiner ces sources est limité et n'est en réalité qu'une prémices à la combinaison cohérente d'oscillateurs paramétriques optiques dont l'efficacité de conversion est bien plus importante.

Cette première étape est tout de même nécessaire car le processus non linéaire, et par conséquent la relation de phase intrinsèque, sont identiques.

Nous cherchons ensuite à adapter le banc de combinaison cohérente de différence de fréquences à la combinaison d'oscillateurs paramétriques optiques et à dimensionner les cavités en tenant compte des optiques que nous avons à disposition. Ces cavités sont par la suite mises en oeuvre sur le banc pour tenter de les combiner.

Nous concluons sur les limites expérimentales auxquelles nous avons fait face et quelles en sont les alternatives si l'on souhaite poursuivre la démonstration expérimentale.

État de l'art

Sommaire

1.1	Intérêts du rayonnement moyen infrarouge	4
1.1.1	Applications	4
1.1.2	Intérêt du régime continu dans le moyen-infrarouge	9
1.2	Génération de rayonnement moyen infrarouge	10
1.2.1	Laser solides, à gaz et à fibres	10
1.2.2	Diodes laser et lasers à cascade quantique	19
1.2.3	Optique non linéaire et génération de seconde harmonique	22
1.2.4	Génération de différence de fréquences	23
1.2.5	Quasi-accord de phase	24
1.2.6	Oscillateurs paramétriques optiques	25
1.2.7	Récapitulatif sur les limites en puissances de la génération de moyen infrarouge	26
1.3	Combinaison de laser	27
1.3.1	Combinaison incohérente	27
1.3.2	Combinaison cohérente	32
1.4	Combinaison de convertisseurs de fréquences	37
1.4.1	Combinaison de génération de seconde harmonique	38
1.5	Conclusion	39

Introduction

Nous allons voir au cours de ce chapitre l'intérêt de disposer de lasers capables d'émettre dans le moyen infrarouge du fait notamment de certaines propriétés de l'atmosphère. Par la suite, nous verrons quelles sont les solutions techniques envisageables pour générer de telles ondes en évoquant des convertisseurs de fréquences comme les oscillateurs paramétriques optiques.

La puissance accessible via ces processus non linéaires étant limitée, nous aborderons dans une deuxième partie les techniques qui existent aujourd'hui pour combiner des faisceaux laser. Tous les moyens de combiner des lasers ne sont pas applicables lorsque l'on souhaite conserver les propriétés spectrales des sources à combiner, c'est pourquoi nous nous attarderons sur la combinaison cohérente pour enfin discuter de son application au cas des convertisseurs de fréquences.

1.1 Intérêts du rayonnement moyen infrarouge

La partie du spectre électromagnétique se situant dans ce qu'on appelle le moyen infrarouge (entre 2-3 et 12 micromètres) présente des caractéristiques intéressantes qui motivent le développement de sources laser dans cette gamme de fréquence. On s'intéressera dans cette étude à la bande II, aussi appelée MWIR (*MidWave InfraRed* en anglais) du spectre infrarouge, qui représente l'intervalle entre 2-3 et 5 micromètres. Il s'agit en effet d'une des fenêtres de transparence de l'atmosphère comme on peut le voir sur la figure 1.1.

Cela permet de transmettre des signaux optiques pour diverses applications que nous allons exposer par la suite de manière non exhaustive. L'origine de l'opacité atmosphérique hors de ces fenêtres se trouve dans la présence d'eau, de dioxyde de carbone et de méthane qui peuvent absorber le rayonnement émis. Il peut aussi être intéressant de posséder des sources émettant un rayonnement à ces longueurs d'onde d'absorption à des fins spectroscopiques ou d'échauffement à courte portée.

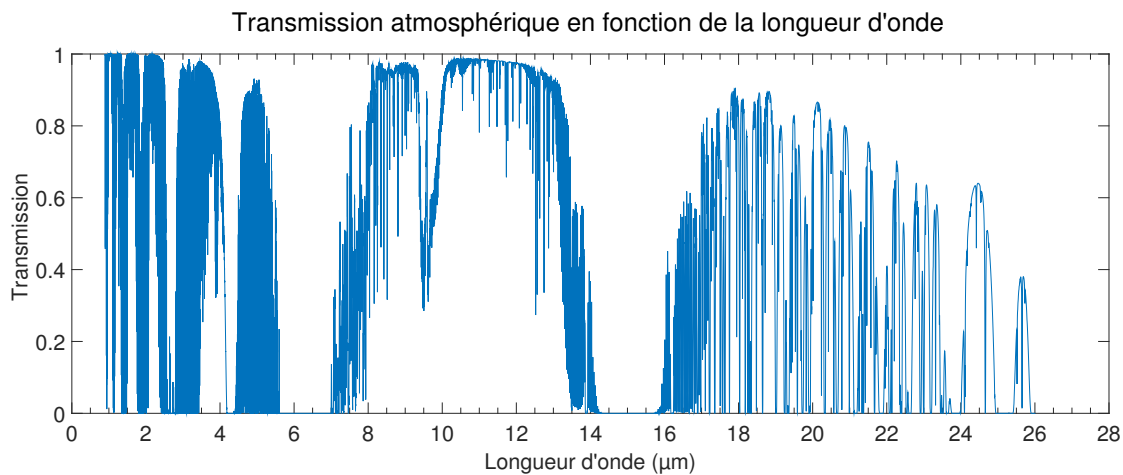


FIGURE 1.1 – Transmission atmosphérique en fonction de la longueur d'onde. On y voit la fenêtre de transmission correspondant à la bande II entre 3 et 5 micromètres (MWIR) ainsi que celle de la bande III entre 8 et 14 micromètres appelé LWIR (pour *LongWave InfraRed*). Données provenant de Lord, S. D., 1992, NASA Technical Memorandum 103957 et du Gemini Observatory.

1.1.1 Applications

1.1.1.1 Développement de nouveaux types de communication

Les communications optiques ont connu un essor majeur avec le développement des fibres optiques, au point d'être récompensées par un prix Nobel de physique en 2009. Cependant ce mode de communication nécessite un support matériel. Puisque l'atmosphère est transparente dans le MWIR, on peut y envoyer des signaux dans cette gamme de longueurs d'onde pour communiquer, sans nécessité d'un support matériel et sans atténuation trop importante de l'amplitude du signal. Contrairement à la première fenêtre (entre 1 et 2 micromètres, et plus spécifiquement à 1,55 μm) de l'infrarouge, la bande II présente une plus grande robustesse aux turbulences atmosphériques ainsi qu'une versatilité face aux conditions climatiques [3, 2]. Ces considérations ont amené

au développement de communications espace libre par laser. On donne par exemple en figure 1.2 une comparaison de l'atténuation subie par deux transmissions faites à l'aide de signaux dans le proche et le moyen infrarouge, lorsque du brouillard est présent.

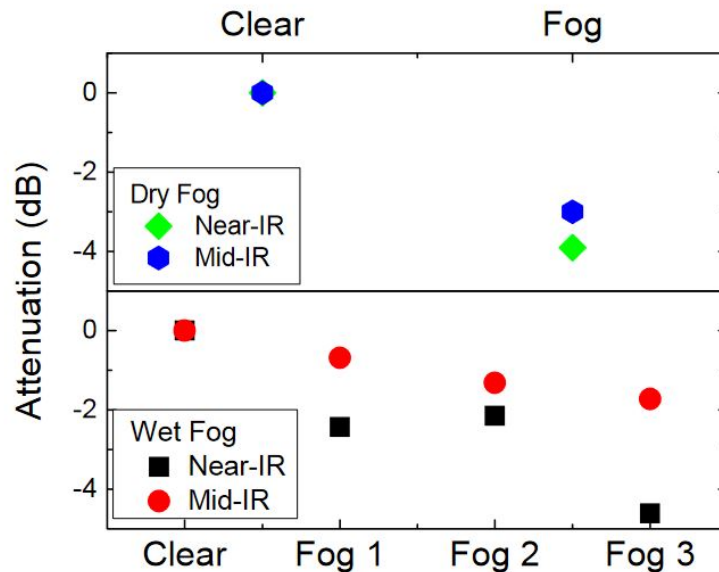


FIGURE 1.2 – Comparaison de l'atténuation d'un signal transmis grâce à une onde proche infrarouge (1,55 μm) et moyen infrarouge (3 μm) à travers différents types de brouillard [3].

1.1.1.2 Utilité en spectroscopie et analyse de gaz

En plus de représenter un domaine de transparence de l'atmosphère, on retrouve dans le MWIR (et dans le LWIR) un grand nombre de signatures moléculaires, appelées "empreintes moléculaires". Ceci se traduit par la présence de raies d'absorptions bien distinctes pour différentes molécules, d'origine vibrationnelle ou rotationnelle dans le cas du MWIR. Ces dernières peuvent correspondre à la présence de gaz industriels, à effet de serre ou de combat, d'où l'intérêt de pouvoir les détecter et en mesurer la concentration.

Une approche repose sur la technologie du *Lidar à absorption différentielle*. Un lidar (pour *LIght Detection And Ranging* en anglais) se base sur le principe de fonctionnement du radar : une onde optique (et non radio dans le cas du radar) est émise et à l'aide d'un détecteur on étudie la portion du signal qui est renvoyée (figure 1.4). On peut grâce à cela mesurer la vitesse du vent, la fréquence de vibration d'un bâtiment ainsi que la présence et la concentration d'espèces chimiques. Les aérosols présents dans l'atmosphère ont la propriété de rétrodiffuser une partie du rayonnement qui est émis ce qui permet d'obtenir des informations sur les gaz en présence si la longueur d'onde envoyée a été choisie judicieusement.

Dès lors que les raies d'absorption d'une molécule sont assez fines et espacées, il est possible d'appliquer la technique dite d'absorption différentielle : l'objectif est d'émettre deux rayonnements à des longueurs d'ondes proches, l'une d'elle correspondant au pic d'absorption de la molécule dont on souhaite connaître la concentration appelé λ_{on} , et l'autre légèrement en dehors de ce pic, λ_{off} [5]. Ces deux rayonnements sont alors

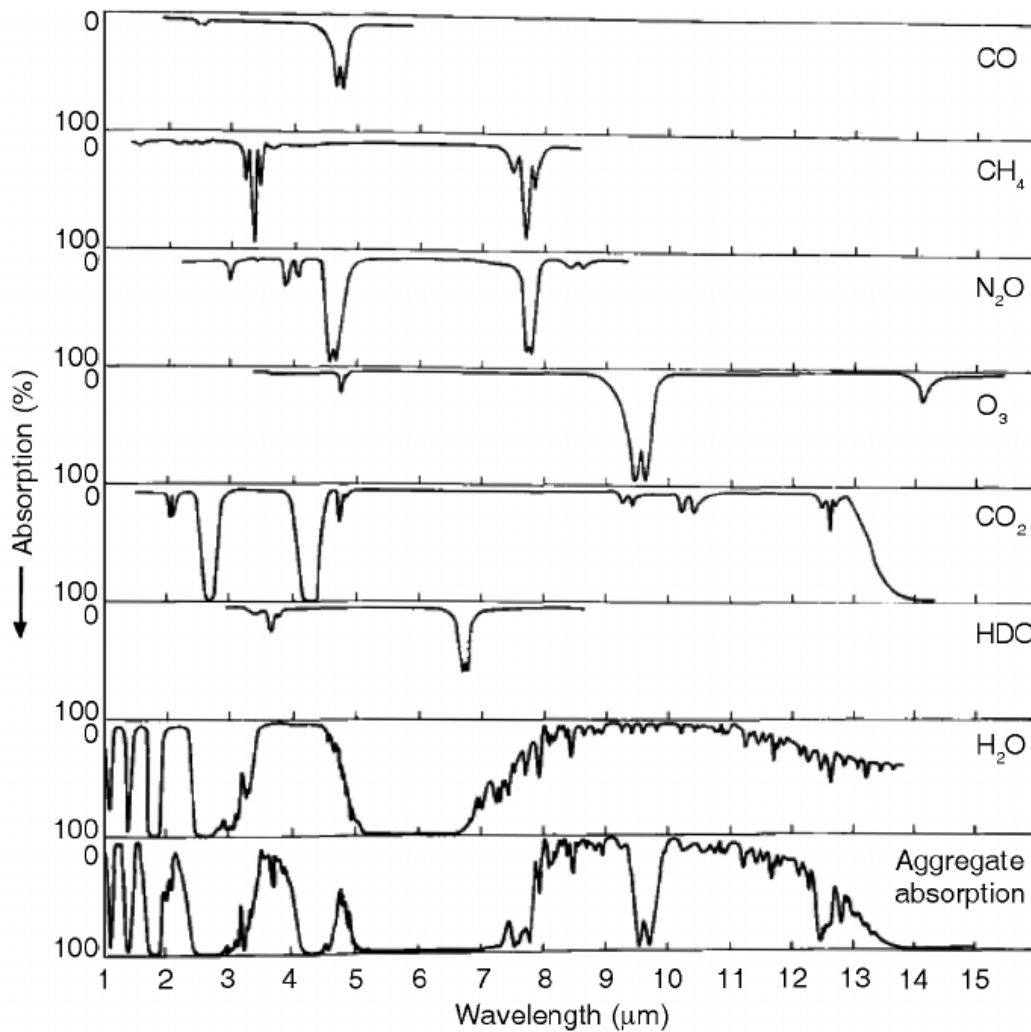


FIGURE 1.3 – Spectre d'absorption pour différents gaz atmosphériques [4].

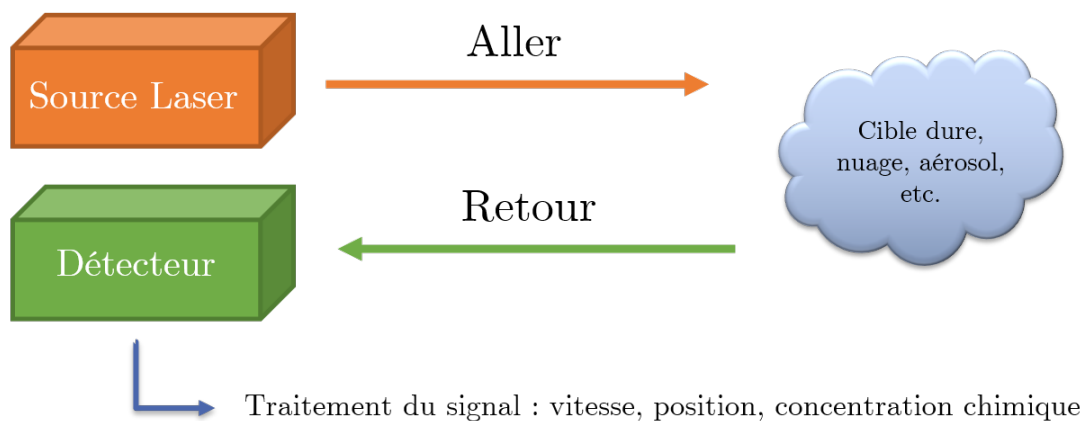


FIGURE 1.4 – Principe fonctionnement d'un lidar.

envoyés tous les deux sur la scène, l'un naturellement absorbé et l'autre non. Grâce aux aérosols, on mesure la quantité de signal rétrodiffusé pour les deux longueurs d'ondes par détection hétérodyne. Plus la différence de signal à λ_{on} par rapport à λ_{off} est forte (la quantité de signal à cette première étant naturellement plus faible due à l'absorption) et plus la molécule en question est en quantité importante dans

la direction inspectée. Cette technique a l'avantage d'être très sensible (détection de quelques ppm des espèces analysées) et de pouvoir s'effectuer à plusieurs kilomètres, ainsi que de pouvoir être basée au sol ou aéroportée.

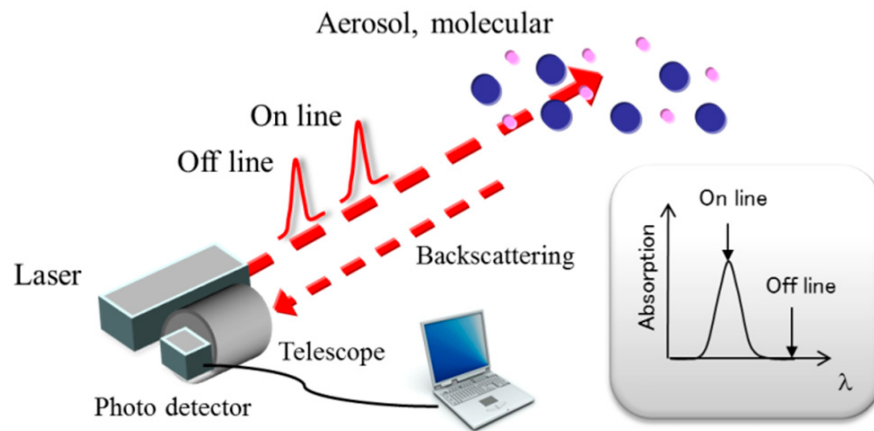


FIGURE 1.5 – Principe de fonctionnement d'un Lidar DIAL [6].

On retrouve de nombreux exemples d'application de lidar DIAL (figure 1.5) notamment pour la détection de gaz à effet de serres (comme le CO_2 , le CH_4 ou encore l'eau) dans un contexte de préoccupations environnementales. Certains mettent à profit la première fenêtre de transmission atmosphérique, utilisant ainsi un rayonnement dans le proche infrarouge, nécessitant cependant d'user d'effets non linéaires pour obtenir un rayonnement proche des raies d'absorption. C'est le cas par exemple pour le méthane [7] avec une source laser associée à un amplificateur Raman pour générer un rayonnement à $1,65 \mu m$. Cette mesure de concentration couplée à une mesure de vent a ici pour but d'évaluer des fuites dans un contexte industriel de crise. On retrouve d'autres exemples de détection de méthane en utilisant cette fois la bande II du MWIR et l'absorption due à la liaison C-H. Ce type de lidar DIAL peut fonctionner, par exemple, avec une longueur d'onde λ_{on} absorbée à $3,4 \mu m$, séparée de la longueur d'onde λ_{off} de $0,9 \text{ nm}$ [8]. Pour la détection et/ou la mesure de concentration de dioxyde de carbone, l'utilisation d'un laser émettant en bord de bande II, vers $2,05 \mu m$, peut être requis [9]. L'Onera possède une expertise dans ce domaine avec le développement de lidar IPDIAL (*Integrated Phath DIAL*) à l'aide d'un oscillateur paramétrique optique NesCOPO [10] ou par DIAL résolu spatialement avec l'ajout d'étages d'amplification paramétrique [11].

Une autre manière de mettre à profit les raies d'absorption dans la bande II du MWIR de certaines molécules est d'utiliser l'effet photo-acoustique. L'énergie d'une émission laser, absorbée par la molécule peut se dissiper de manière non radiative, par vibration-rotation notamment, entraînant une élévation de la température et un échauffement local. Cet échauffement va alors se propager, créant ainsi une onde de pression via un cycle de détente/compression adiabatique. À l'aide d'un microphone ou d'un diapason, on peut alors étudier la réponse acoustique en fonction de la longueur d'onde employée, directement liée à la concentration de la molécule. Des travaux sont alors menés sur les sources capables d'émettre une onde optique dans le moyen infrarouge [10, 12] ainsi que sur les moyens de capter l'onde acoustique comme le diapason présenté en figure 1.6. [13].

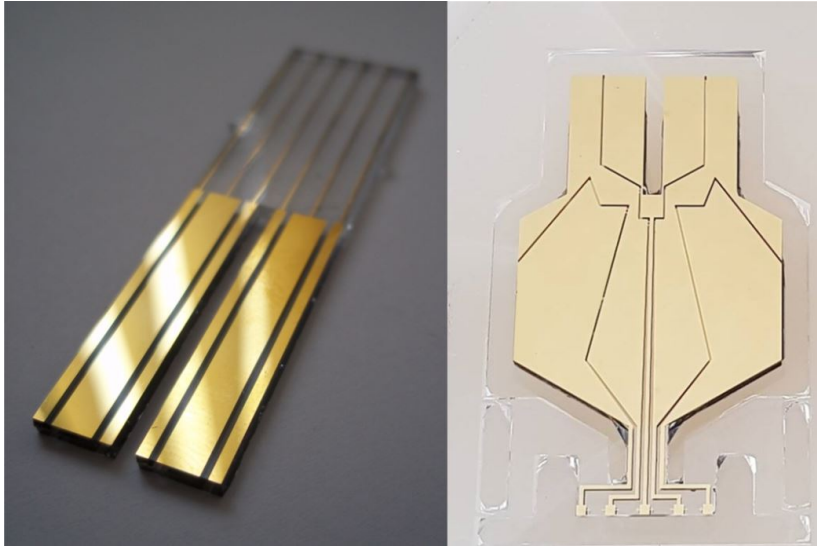


FIGURE 1.6 – Photographie de diapasons développés à l'ONERA [14].

1.1.1.3 Contre-mesure optronique

On retrouve aussi un intérêt dans le rayonnement moyen infrarouge pour la protection de matériel militaire, notamment aéronautique tels que des avions de combat ou de transport, ou des hélicoptères. En effet, les moyens de propulsion utilisés créent de la chaleur et ainsi un rayonnement thermique dans le domaine infrarouge. Ainsi, les missiles à détection de chaleur ou guidage thermique (qui sont communément appelés *missiles à tête chercheuse*) utilisent un système de capteurs infrarouge pour suivre leur cible et sont extrêmement létaux, puisque l'US Air Force estime à 90 % l'origine des pertes aéronautique dues à ces missiles entre les années 90 et 2010.

Un moyen de contrecarrer cette menace est d'utiliser des leurres ou de brouiller, endommager voire détruire les capteurs. Des leurres pyrotechniques sont souvent utilisés mais ils peuvent présenter des risques d'accidents. De plus, les autodirecteurs infrarouge nouvelle génération sont très difficiles à leurrer, car de plus en plus souvent dotés de moyens de caractérisation spectrale du rayonnement infrarouge, qui leur permet de discriminer un leurre pyrotechnique de leur vraie cible. Ainsi, posséder une source de rayonnement spectralement semblable au rayonnement infrarouge d'un moteur d'aéronef peut permettre de créer une diversion et ainsi protéger le véhicule aérien.

1.1.1.4 Utilisation du rayonnement moyen infrarouge dans le domaine biomédical

Du fait de la forte présence d'eau dans les tissus constituant le corps humain, il est possible d'utiliser certaines raies d'absorption de la molécule H_2O pour procéder à opérations chirurgicales de précision [15]. Des rayonnements laser dans le MWIR continus ou impulsionnels sont ainsi utilisés en chirurgie dentaire [16], en dermatologie pour des traitements de la peau ou comme bactéricide lors d'opérations. Un exemple de dispositif expérimental est donné en figure 1.7. Ces lasers peuvent aussi être utilisés pour la confection et déposition en couches minces de biomatériaux et de polymères grâce à leur haute énergie et faible pénétration [17].

Le domaine de la microscopie du vivant profite aussi d'émission moyen infrarouge pour permettre des diagnostics de cancer du sein [18] par exemple, ou pour imager les tissus organiques. C'est le cas notamment de la microscopie basée sur un phénomène



FIGURE 1.7 – Exemple d'un laser Er :YAG commercial utilisé pour la chirurgie dentaire.

non linéaire de somme de fréquences de second [19] ou de troisième ordre [20] dont on donne en figure 1.8 un exemple d'image obtenue par cette dernière méthode.

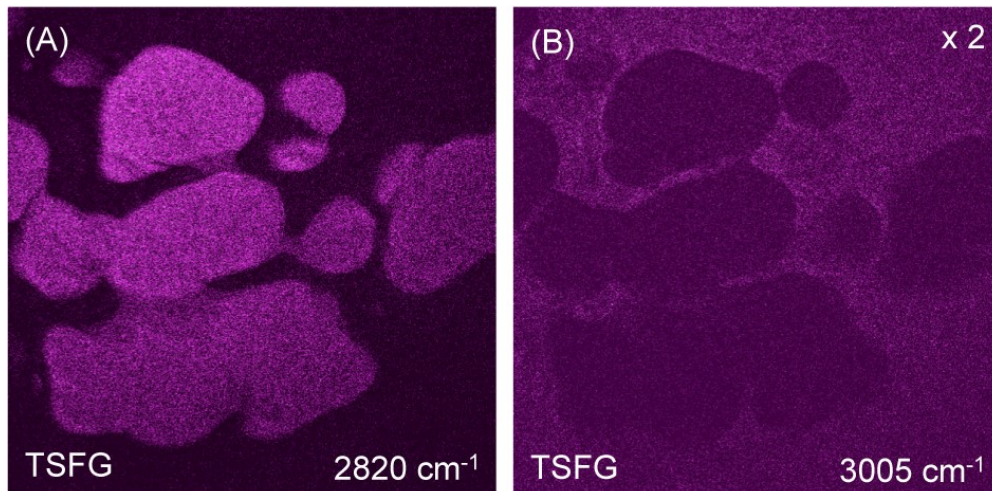


FIGURE 1.8 – Exemples d'images obtenues par microscopie par somme de fréquence du troisième ordre de tissus de gras d'une souris dans un milieu aqueux, par Hanninen et al. [20].

1.1.2 Intérêt du régime continu dans le moyen-infrarouge

Jusqu'à présent, nous avons présenté l'intérêt du développement des lasers émettant dans le MWIR par leurs diverses applications sans distinction précise du régime d'opération, à savoir impulsif ou continu. Nous allons par la suite nous intéresser plus spécifiquement aux manières de générer un rayonnement continu dans le moyen infrarouge.

1.2 Génération de rayonnement moyen infrarouge

L'intérêt d'un rayonnement dans le moyen infrarouge a été exposé dans la partie précédente. Nous allons voir désormais quelles sont les technologies capables de générer ces longueurs d'onde, en sondant les techniques les plus conventionnelles d'émission de rayonnement laser ainsi que les performances en matière de puissance continue et de finesse spectrale.

1.2.1 Laser solides, à gaz et à fibres

1.2.1.1 Lasers à gaz et lasers chimiques

L'utilisation d'un gaz comme milieu amplificateur a été mis en place dès les premiers essais de réalisation de lasers. Connu de la grande majorité des opticiens (comme laser d'alignement par exemple) et très utilisé dans les travaux pratiques d'initiation, le laser hélium-néon est le premier laser à gaz à avoir été inventé [21]. Bien que la première transition énergétique exposée générât une émission à $1,15 \mu\text{m}$ et que celle la plus communément utilisé aujourd'hui rayonne dans le rouge vers 633 nm , ce dernier possède une transition énergétique capable de générer un rayonnement à $3,391 \mu\text{m}$.

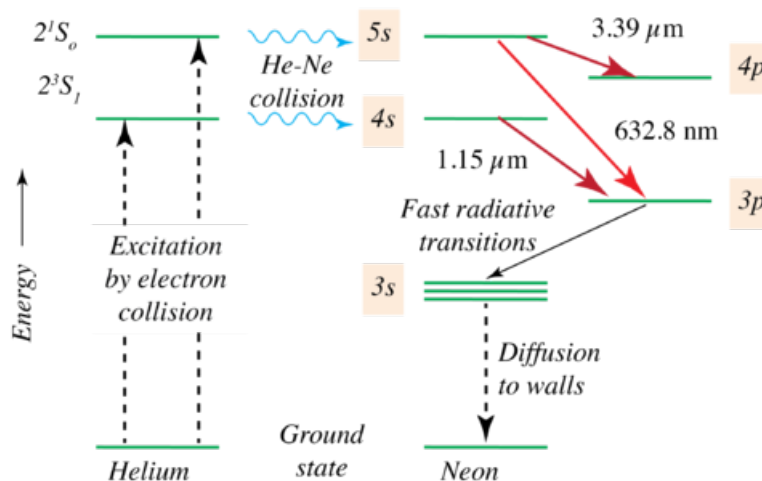


FIGURE 1.9 – Transitions énergétiques d'un laser Hélium-Néon.

Cependant cette transition n'est que rarement exploitée et commercialisée à grande échelle (contrairement à la raie visible) du fait du coût des optiques à ces longueurs d'onde. De plus les lasers He-Ne à $3,39 \mu\text{m}$ n'offrent que quelques dizaines de milliwatts de puissance continue au maximum.

À l'inverse, il est possible d'utiliser un gaz de CO_2 , couplé avec d'autres espèces chimiques (notamment de l'azote) pour générer un rayonnement proche de $10 \mu\text{m}$ très intense. Cette longueur d'onde se situe hors de la bande II du moyen infrarouge mais la puissance développable (plusieurs centaines de kilowatts) à l'aide de cette technologie a motivé de nombreuses études dès la fin des années 70, peu après sa première mise en oeuvre expérimentale [22]. En 1976 est lancé le programme *Airborne Laser Lab* (ALL) par l'US Air Force afin de mettre à profit la puissance du laser CO_2 pour la destruction de cibles aéroportées sur Boeing NKC-135 (figure 1.10).

Grâce à ce dispositif, il était possible d'obtenir un rayonnement à $10,6 \mu\text{m}$ de 456 kW pendant 8 secondes avec une densité de puissance de 100 W/cm^2 à 1 km . Cependant

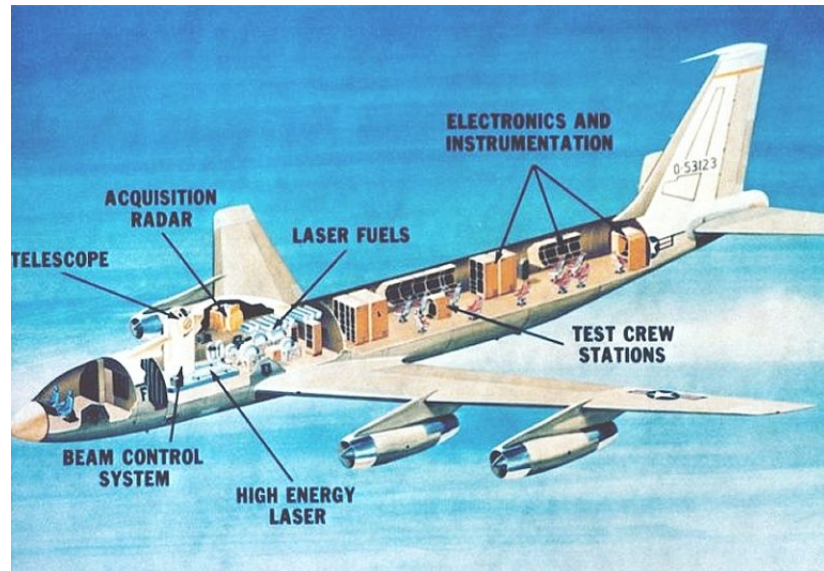


FIGURE 1.10 – Dessin de l'intérieur du Boeing NKC-135 utilisé pour embarquer un laser CO_2 pour la destruction de cibles aéroportées [23].

la turbulence atmosphérique posait des problèmes de propagations qui seront ensuite compensés par l'utilisation de système d'optique adaptative dans les programmes qui suivront. Le laser CO_2 est aujourd'hui le laser à gaz le plus développé commercialement et souvent utilisé pour des applications industrielle de découpe, soudure et gravure.

Une autre manière d'utiliser des gaz pour générer un rayonnement laser est d'utiliser une réaction chimique exothermique dans le but d'obtenir une inversion de population. Parmi ces lasers mêlant chimie, mécanique des fluides et cavité optique, on retrouve les lasers au fluorure d'hydrogène (HF) et au fluorure de deutérium (DF) qui permettent la génération de moyen infrarouge, respectivement à 2,7-2,9 μm et 3,8 μm . Ces derniers nécessitent des conditions de pression, de flux et de températures précises afin d'opérer dans des conditions optimales.

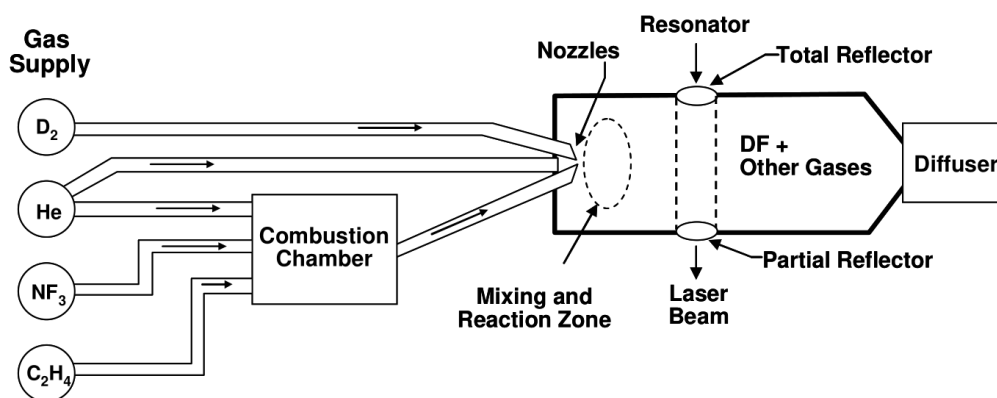


FIGURE 1.11 – Schéma du principe d'opération d'un laser chimique au fluorure de deutérium [24].

Les lasers DF ont notamment été étudiés à partir des années 70 dans le cadre de projets militaires d'armes anti-aériennes du fait de la transparence atmosphérique à cette longueur d'onde. Ceux-ci vinrent remplacer les lasers à CO_2 , même si à l'époque plus matures [25], car moins gênés par l'atmosphère au niveau de la mer. Ces deux tech-

nologies ont amené à des études comparatives pour des applications spatiales où l'atmosphère n'est que peu présente [26]. On note différents types de projets d'armement laser menés par des institutions américaines utilisant cette technologie. Par exemple le MIRACL (pour *Mid-Infrared Advanced Chemical Laser*) développé par l'US Navy capable d'émettre un rayonnement continu (CW) de l'ordre du mégawatt [27] pendant plusieurs dizaines de secondes ; ou encore le THEL [28] (pour *Tactical High-Energy Laser*) et sa version mobile MTHEL (*Mobile Tactical High-Energy Laser*) développé par l'armée américaine en collaboration avec l'armée israélienne. Une force de ce type de laser se trouve dans son dimensionnement. En effet grâce au grand nombre de paramètres ajustables, il est possible d'augmenter les performances de ce type de laser plus facilement, par exemple en augmentant la quantité de gaz injecté.



FIGURE 1.12 – (a) Sortie optique du dispositif Mid-Infrared Advanced Chemical Laser (MIRACL) et (b) vue d'artiste du Tactical High-Energy Laser (THEL) [28]

Cependant cette force s'avère aussi être une faiblesse de par la nature de ces paramètres ajustables. Le projet MIRACL a vu son développement s'arrêter en 1997 après des essais peu fructueux ainsi qu'un endommagement du système, tandis que le projet MTHEL fut stoppé en 2005 du fait de la toxicité des matières premières nécessaires au fonctionnement du laser, les risques étant d'autant plus conséquents sur un champ de bataille. De plus les questions de finesse spectrales n'étaient que très peu abordées de par la nature de leur objectif qui n'était pas lié à de la spectroscopie mais à l'obtention d'un effet offensif sur cible militaire.

1.2.1.2 Laser solides

Il est envisageable d'opter pour des solutions plus sûres que les lasers à gaz en utilisant des milieux amplificateurs solides pour une meilleure robustesse, comme l'a été le premier laser de Maiman. On dissociera ici les lasers utilisant un cristal ou une fibre comme milieu amplificateur, des lasers à semi-conducteurs, diodes lasers et lasers à cascades quantiques qui seront abordés dans la partie suivante.

Parmi les lasers utilisés dans les applications biomédicales, un certain nombre sont constitués d'un cristal de YAG (pour *Yttrium aluminium garnet*) dopé aux terres rares, par exemple à l'erbium (pour donner un laser Er :YAG) ou à l'holmium (Ho :YAG). Le premier, dont on donne un diagramme d'énergie simplifié en figure 1.13, bénéficie d'une transition permettant une émission à 2940 nm lorsque le dopage est élevé ($> 30\%$ de la masse), mettant à profit la transition ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ de l'erbium. Ce type de laser a été mis en oeuvre pour la première fois en 1975 [29]. Il est généralement pompé à l'aide

d'une diode laser émettant vers 970 nm ou par une lampe flash à base de xénon. Il est capable de délivrer une puissance continue proche du watt [30], mais est généralement plutôt employé en régime impulsionnel.

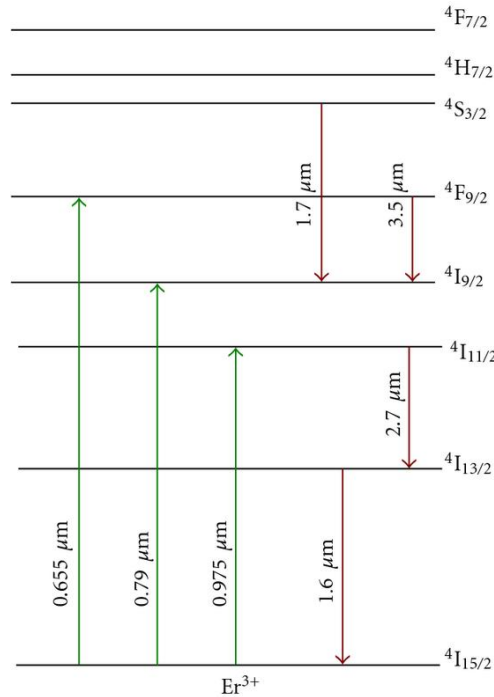


FIGURE 1.13 – Diagramme d'énergie simplifié de l'ion Er^{3+} [31].

Le laser Ho :YAG quant à lui émet plus en marge du moyen infrarouge, vers 2100 nm. Il est pompé aux alentours de 900 nm par diode ou par un laser à base de Tm :YLF (cristal de fluorure de lithium et d'yttrium dopé thulium).

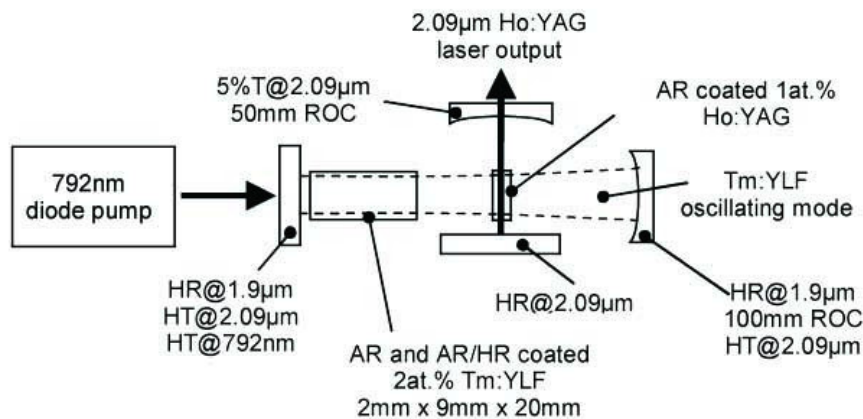


FIGURE 1.14 – Schéma de pompage intracavité d'un laser Ho :YAG [32].

Comme pour le cas présenté précédemment, il est plus généralement employé en régime impulsionnel lorsqu'il est destiné à des applications biomédicales. Des études récentes ont montré la possibilité d'atteindre plusieurs dizaines [33] voire la centaine de watts [34] en régime continu à l'aide d'une fibre monocristalline ou d'un disque mince.

D'autres cristaux peuvent être dopés en erbium ou holmium pour obtenir des émissions similaires, comme notamment le cristal YLF [35, 36] (évoqué précédemment pour

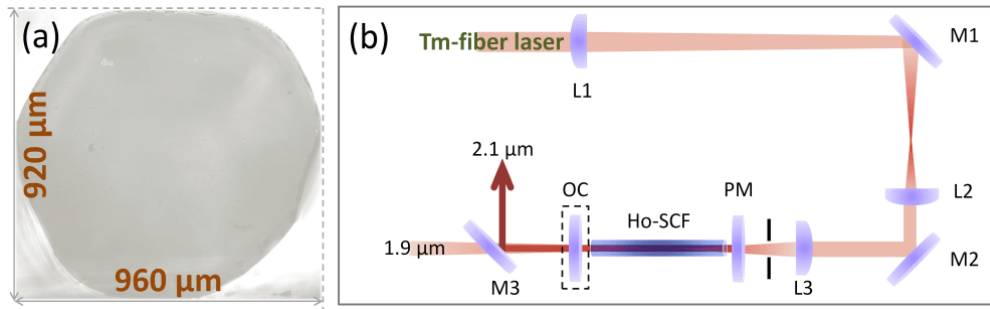


FIGURE 1.15 – Schéma expérimental (b) d'un laser Ho :YAG délivrant 35 W en régime continu et (a) coupe transverse du cristal utilisé (fibre monocristalline) [33].

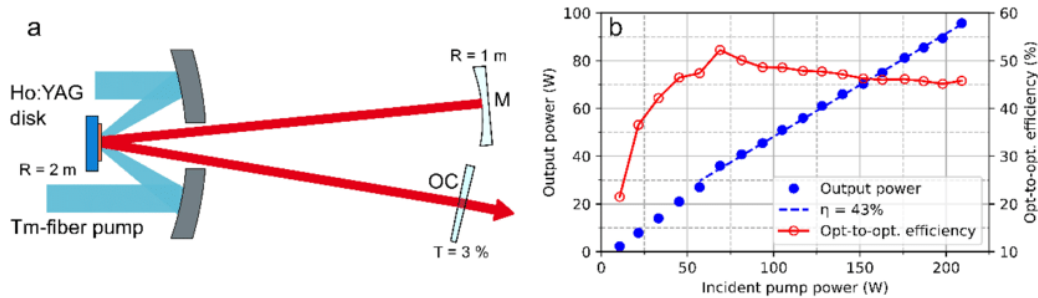


FIGURE 1.16 – Schéma expérimental de cavité (gauche) et (droite) puissance signal continue obtenue en fonction de la puissance de pompe d'un laser Ho :YAG avec une cavité basé sur un disque à couche mince [34].

pomper un laser Ho :YAG lorsqu'il est dopé en thulium).

Plus centré sur la bande II du moyen infrarouge, on trouve des cristaux de ZnSe (sélénure de zinc) et ZnS (sulfure de zinc) dopé à l'aide d'ions Cr^{2+} et Fe^{2+} .

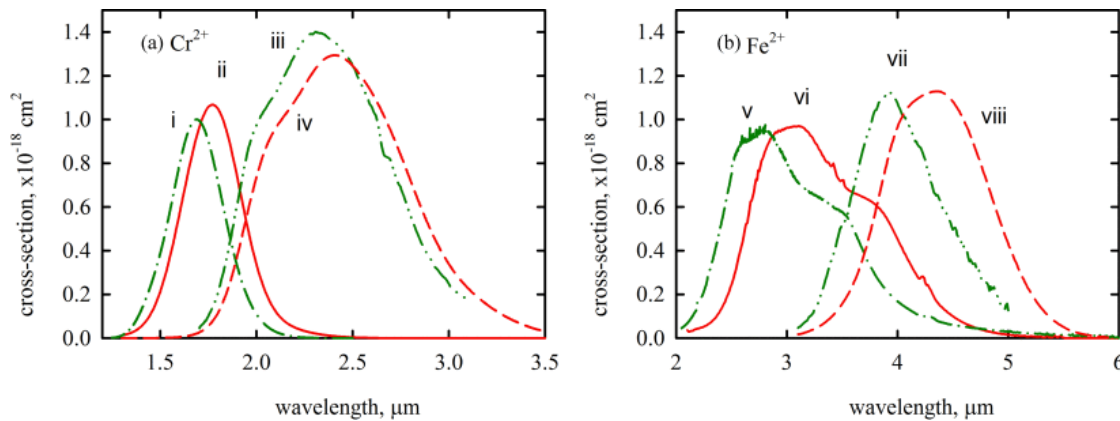


FIGURE 1.17 – (a) Section efficace d'absorption (courbe i Cr :ZnS, courbe ii Cr :ZnSe) et d'émission (courbe iii Cr :ZnS, courbe iv Cr :ZnSe) de l'ion Cr^{2+} dans le ZnS/ZnSe et (b) section efficace d'absorption (courbe v Fe :ZnS, courbe vi Fe :ZnSe) et d'émission (courbe vii ZnS :ZnS, courbe viii Fe :ZnSe) de l'ion Fe^{2+} dans le ZnS/ZnSe [37].

On trouve des exemples de puissance continue obtenue pour des lasers à base de cristaux de Cr :ZnS/Se, proche généralement de la dizaine de watts : 10 [38] et 14 W [39] respectivement pour un laser à base de Cr :ZnS émettant à 2,38 μm et pour un laser à base Cr :ZnSe et une architecture MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) autour de 2,4 μm .

Un régime quasi continu (impulsions d'une durée supérieure à la milliseconde) permet d'atteindre plusieurs dizaines de watts pour une émission proche de 2940 nm et plus d'une centaine de watts vers de 2500 nm [40]. Au vu des sections efficaces d'absorption, ce genre de laser est communément pompé à l'aide d'un laser Tm :YAG qu'on a déjà évoqué plus tôt.

Concernant les lasers composés où le cristal est dopé à l'aide d'ions Fe^{3+} (généralement un cristal de ZnSe), il n'a pas encore été démontré de fonctionnement en régime continu et à température ambiante à cause d'un temps de vie des porteurs dans les niveaux excités trop faible. La première réalisation expérimentale maintenait le cristal à 77 K grâce à de l'azote liquide pour produire 160 mW de puissance à 2,97 μm [41].

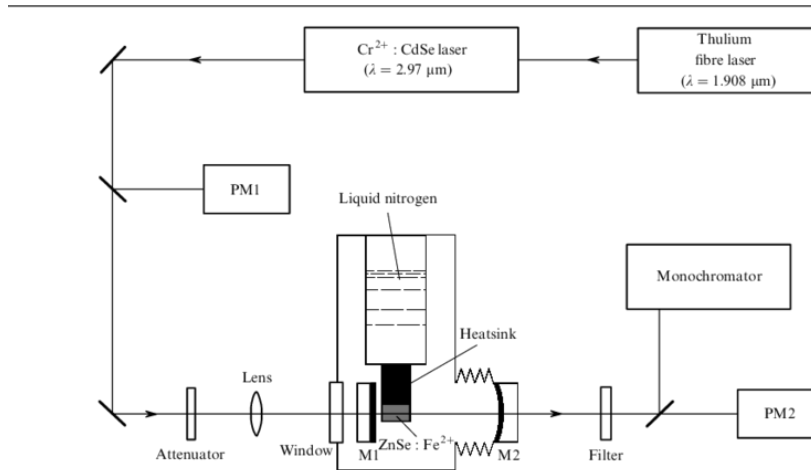


FIGURE 1.18 – Schéma expérimental du premier laser utilisant un cristal de Fe :ZnSe développé. PM1 et PM2 : puissance-mètre [41].

Des avancées sont à noter depuis dans la puissance atteignable, notamment grâce au développement des lasers à base de Cr :ZnSe, pour les pomper efficacement. Une puissance de 1,6 W a ainsi été obtenue à 4,1 μm [42] à la température de 85 K. Ces lasers ont aussi la possibilité d'être largement accordable à l'aide d'éléments diffractifs au sein de leurs cavités.

Le laser Fe :ZnSe permet ainsi d'obtenir un rayonnement continu dans des longueurs d'onde supérieures à celles des lasers solides évoqués jusque-là, mais nécessite des températures cryogéniques pour pouvoir délivrer une puissance de l'ordre du watt, ce qui peut amener une complexité de mise en oeuvre dans des cadres pratiques et des difficultés d'intégration du laser sur un porteur mobile.

1.2.1.3 Laser à fibre

Les lasers à fibres bénéficient d'un certain nombre d'avantages par rapport aux lasers solides plus traditionnels en matière de compacité, de robustesse ou de puissance délivrable. Il peut donc être intéressant d'explorer les puissances atteignables avec ce type de lasers. Cependant, la silice présente une forte absorption dans le domaine spectral qui nous intéresse. C'est pourquoi il est nécessaire d'avoir recours à un autre support matériel. Depuis une dizaine d'années, des efforts ont été menés pour développer des fibres optiques à base de verre fluoré (FG pour *Fluoride Glass*). Un des verres fluorés les plus communément utilisés est un composé de différents éléments, nommé ZBLAN (acronyme en référence à sa composition de 53% de ZrF_4 , 20% de BaF_2 , 4% de LaF_3 , 3 % de AlF_3 et 20 % de NaF). En dopant ce genre de fibre à l'aide des éléments

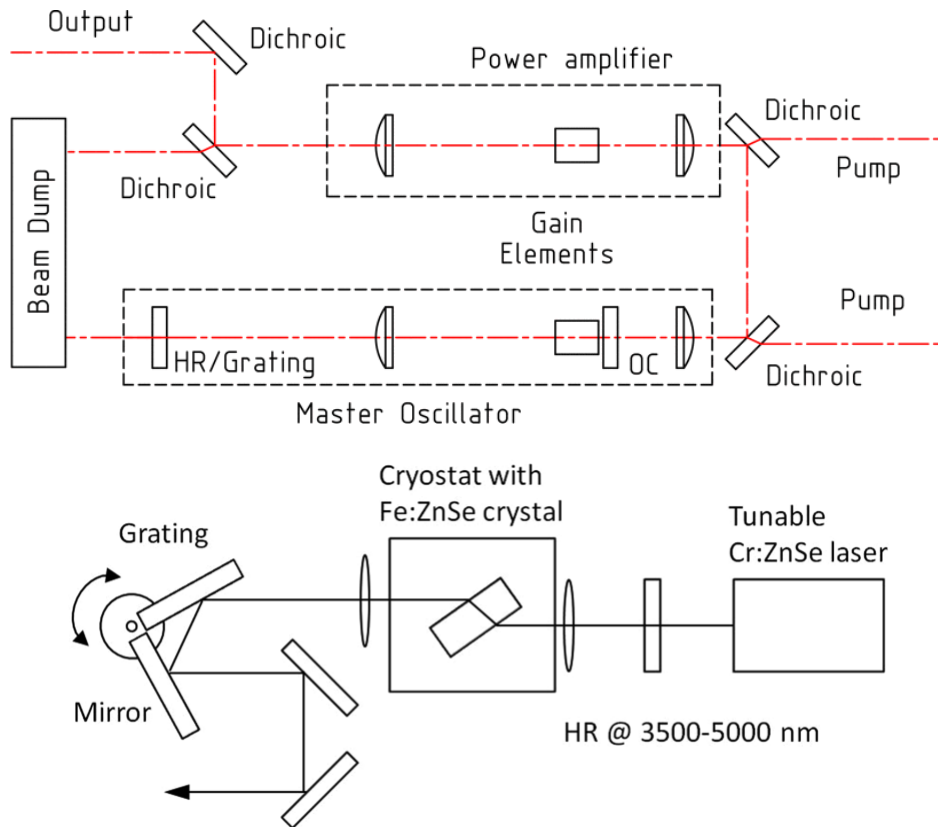


FIGURE 1.19 – Exemple de dispositif expérimental mis en place pour le développement d'une source accordable pour un laser (haut) de Cr :ZnSe en configuration MOPA et (bas) de Fe :ZnSe. Les deux cas utilisent un élément diffractif pour obtenir une accordabilité en longueur d'onde [37].

chimiques exposés jusqu'à présent, notamment en terres rares, il est possible de créer un équivalent des lasers solides émettant dans le moyen infrarouge en bénéficiant des avantages d'un laser à fibre.

En dopant ce verre fluoré à l'aide d'ions Er^{3+} , il est possible d'obtenir un laser fibré capable de délivrer entre 20 W et 30 W à respectivement 2825 nm [43] et 2938 nm [44] grâce à une architecture tout fibré. Les fibres sont pompées à 976 nm, et un contrôle en température permet de gérer la thermique du milieu laser. Le record se place aujourd'hui à 41 W en utilisant un pompage bidirectionnel [45]. En utilisant deux longueurs d'onde de pompe, il est aussi possible d'obtenir un rayonnement à 3680 nm, comme présenté en figure 1.20. La puissance atteinte est de 0,6 W avec la possibilité d'ajuster la longueur d'onde d'émission entre 3,52 μm et 3,68 μm en fonction de la puissance de pompe à 1973 nm.

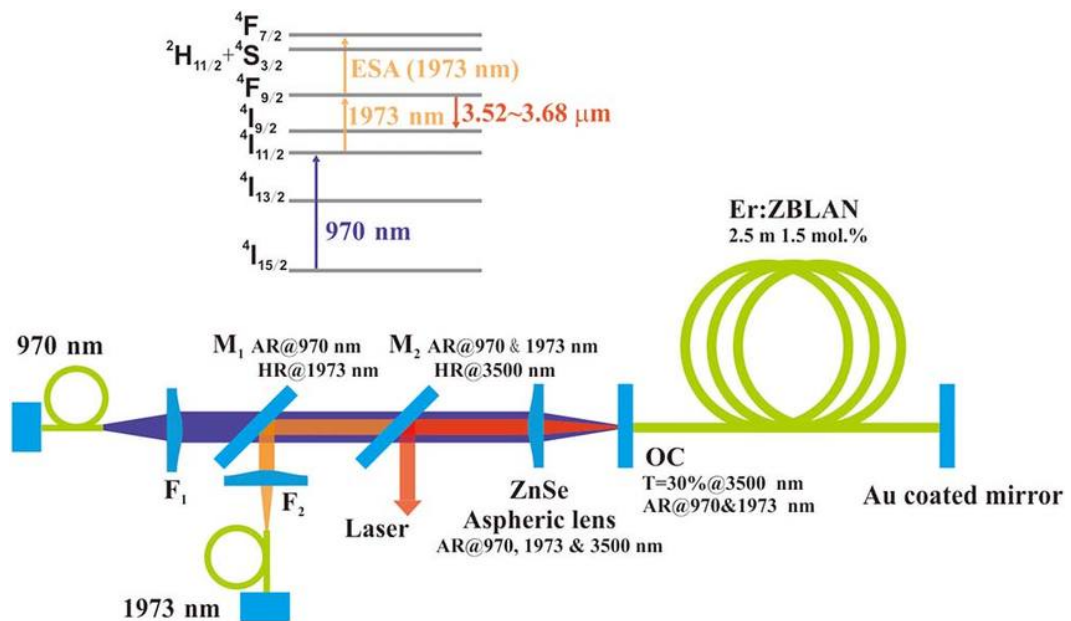


FIGURE 1.20 – Schéma expérimental d'un laser fibré Er :ZBLAN pompé à 970 nm et 1973 nm émettant un rayonnement à 3680 nm [46].

Une puissance plus élevée a été obtenue en utilisant le même principe de pompage à l'aide de deux longueurs d'onde pour une fibre dopée Er :ZrF avec 5,6 W à 3,55 μm [47] en architecture tout-fibré. Cela permet de limiter des dommages potentiels sur les fibres, notamment liés à des défauts de collimation et/ou de refocalisation dans les fibres.

De la même manière que pour les cristaux, un dopage à l'aide d'ions Ho^{3+} est possible dans le cas des lasers fibrés. En fonction de la longueur d'onde d'émission souhaitée, on pourra utiliser des fibres en silice (pour un rayonnement proche de 2 μm) ou des fibres à base de verre fluoré (lorsqu'on souhaite être plus proche de 3 μm). On note ainsi 140 W [48] en marge du moyen infrarouge à 2,12 μm contre 7,2 W dans pour un laser à fibre en verre fluoré et à l'aide d'un codopage $\text{Ho}^{3+}/\text{Pr}^{3+}$ [49].

Ces deux types de lasers permettent ainsi d'obtenir une couverture du spectre entre 2,8-3 μm (dopage Ho^{3+} et Er^{3+}) et au-delà de 3,5 μm (dopage Er^{3+}), amenant la question du développement de sources capables d'émettre entre 3 et 3,4 μm . Les récents développements et l'augmentation en puissance des lasers à fibre en verre fluoré dopé erbium ont permis leur utilisation comme laser de pompe et ainsi l'émergence de lasers à fibre en verre fluoré dopés avec des ions dysprosium (Dy^{3+}). Ces derniers permettent

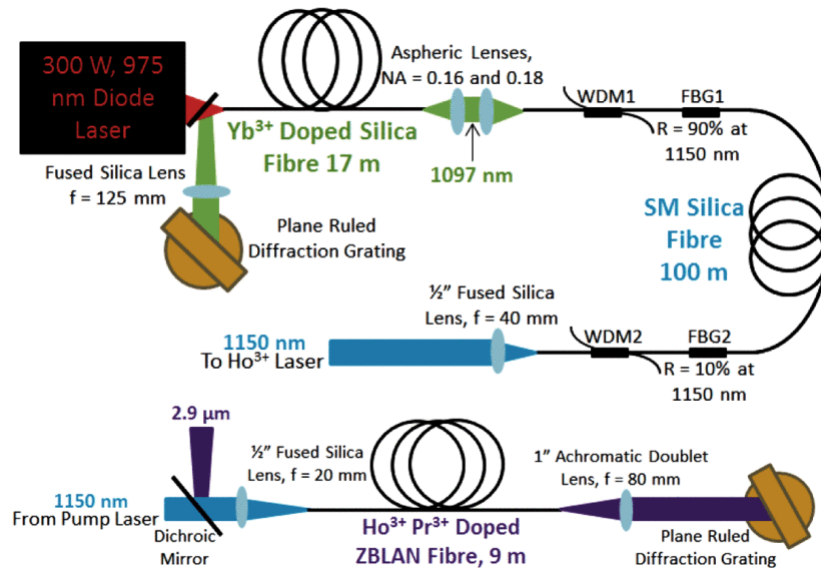


FIGURE 1.21 – Schéma expérimental d'un laser fibré Ho/Pr :ZBLAN pompé à 1150 nm et 2900 nm émettant 7,2 W à 2880 nm [46].

d'obtenir un rayonnement entre 3,1 μm et 3,3 μm . Des récentes recherches ont permis de montrer dans un premier temps la possibilité d'obtenir une puissance de l'ordre du watt (1,05 W à 3,15 μm [50]), jusqu'à la dizaine de watts en configuration tout fibré (10,1 W à 3,24 μm [51]).

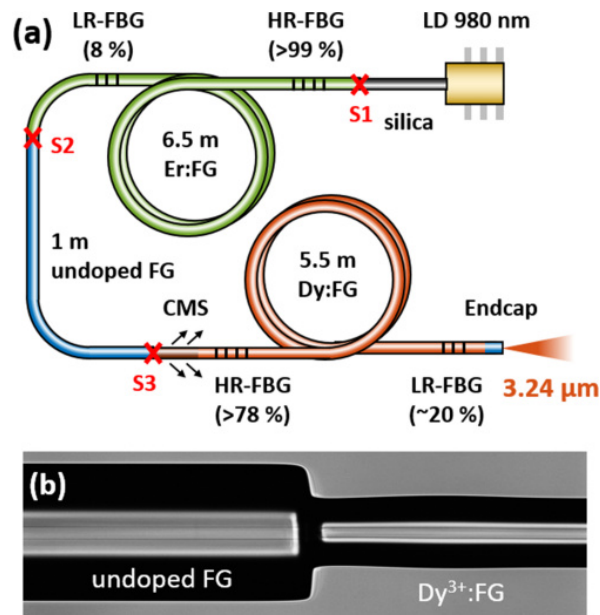


FIGURE 1.22 – (a) Schéma expérimental d'un laser tout-fibré Dy :FG pompé à l'aide d'un laser à fibre Er :FG, délivrant 10,1 W en régime continu à 3,24 μm et (b) image au microscope de la soudure entre la fibre en verre fluoré non dopée et celle dopée avec des ions Dy^{3+} [51].

Un autre moyen d'obtenir un rayonnement moyen infrarouge à l'aide d'un laser à fibre repose sur le phénomène de diffusion Raman stimulée, un effet non linéaire du troisième ordre, utilisé pour décaler la longueur d'onde d'émission du laser afin d'en atteindre une autre plus adaptée à l'application désirée [52] (ce genre de technique avait été évoquée précédemment pour la détection de méthane par exemple [7], en utilisant

une pompe à $1,55 \mu\text{m}$ pour obtenir une émission à $1,645 \mu\text{m}$ par décalage Raman). Avec la preuve apportée qu'il est possible d'utiliser cet effet dans les fibres à verre fluoré [53], on est en mesure de pouvoir développer des sources en utilisant par exemple les lasers fibrés exposés jusque-là. Ainsi il a été possible d'obtenir $0,6 \text{ W}$ en régime quasi continu à $3,34 \mu\text{m}$ à l'aide d'un laser de pompe fibré Er :ZBLAN émettant vers $3 \mu\text{m}$ et d'une fibre monomode en As_2S_3 [54]. À l'aide d'une diffusion Raman stimulée en cascade, il a aussi été possible d'obtenir 100 mW de puissance quasi continue à $3,766 \mu\text{m}$ en utilisant le même type de pompe [55].

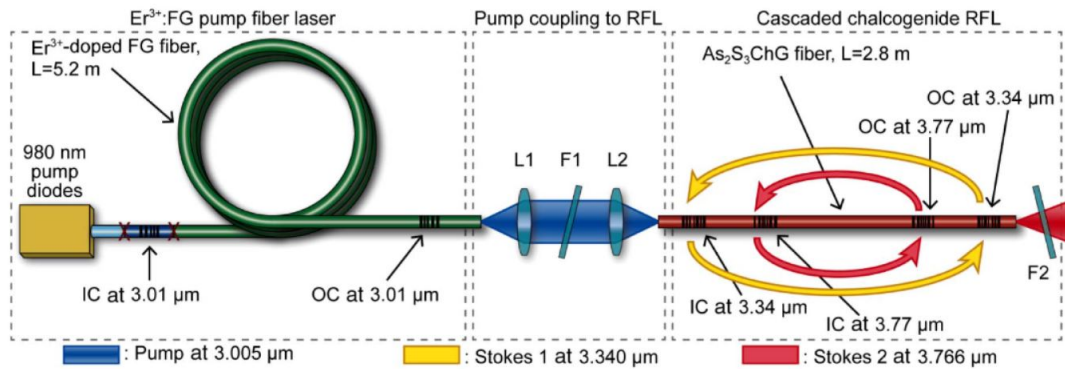


FIGURE 1.23 – Schéma expérimental d'une source laser Raman en cascade pompée à l'aide d'un laser à fibre Er :FG, délivrant 100 mW en régime quasi continu à $3,766 \mu\text{m}$ [55].

On voit ainsi que les récents développements de lasers fibrés en verre fluoré ont permis l'émergence de nouvelles sources capables d'émettre à diverses longueurs d'onde dans la fenêtre II du moyen infrarouge. Cependant cette famille de lasers est limitée en puissance à l'heure actuelle à quelques dizaines de watts au maximum (voire moins lorsqu'il s'agit d'utiliser une amplification Raman). Des problèmes lors de la confection ou de l'utilisation de ces fibres peuvent aussi être rencontrés comme une pollution de la fibre par les ions hydroxydes amenant à une baisse de performances et parfois un endommagement de la fibre.

1.2.2 Diodes laser et lasers à cascade quantique

1.2.2.1 Diodes laser

Depuis la fin des années 70, l'intérêt pour la spectroscopie infrarouge à haute résolution a permis le développement dans un premier temps de diodes laser à sels de plomb permettant d'obtenir un rayonnement entre 3 et $29 \mu\text{m}$.

Les diodes laser les plus courantes sont basées sur des doubles hétérojonctions de matériaux semiconducteurs. Parmi les photons émis spontanément à la longueur d'onde correspondant au gap énergétique, certains se couplent sur le mode guidé de la double hétérojonction. En se propageant dans le dispositif, le mode est amplifié, et les réflexions de Fresnel aux interfaces renvoient une partie de la puissance dans le dispositif où elle est amplifiée de nouveau. La partie transmise correspond au signal utile émise par la diode laser.

Du fait de leur faible énergie de gap ($\Delta E < 0,3 \text{ eV}$), des alliages utilisant du plomb dans la couche active, comme PbSe , PbSnSe ou PbSrSe par exemple, permettent d'obtenir un rayonnement dans le moyen infrarouge. Cependant la puissance émise

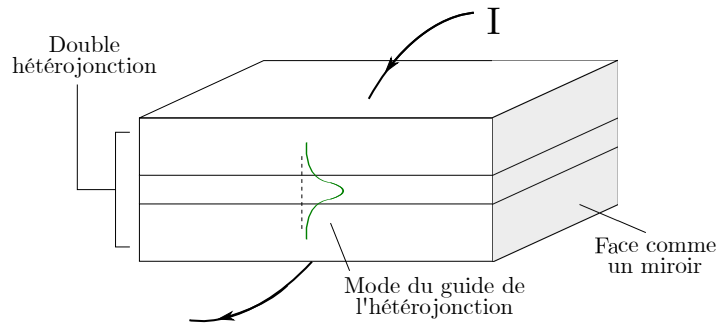


FIGURE 1.24 – Schéma d'une diode laser en structure double hétérojonction.

par ce dispositif dépasse rarement la dizaine de milliwatts et nécessite souvent une température cryogénique pour fonctionner convenablement.

La mise au point des laser à cascade quantique a réduit l'intérêt pour ce type de diode laser, et ainsi la demande industrielle pour ce genre de composant a grandement diminuée. Cette diminution a entraîné l'arrêt de production dans certaines entreprises, comme par exemple Laser Components qui annonce la fin de sa ligne de production en mars 2012.

1.2.2.2 Laser à cascade quantique

Développés à partir de 1994 [56], les lasers à cascade quantique ont progressivement remplacé les diodes lasers dans le domaine de l'émission de rayonnement moyen infrarouge. Dans les lasers à cascade quantique (QCL), l'effet laser est basé sur des transitions inter-sous-bande dont l'écart en énergie est fixé par la largeur des puits quantiques, et non pas par la composition de l'alliage semi-conducteur comme pour une diode laser conventionnelle comme nous avons pu le voir précédemment. Ainsi en contrôlant l'épaisseur des couches il est possible de dimensionner le QCL pour une longueur d'onde d'émission désirée. Afin d'obtenir une amplification optique maximale, de nombreuses zones actives sont juxtaposées pour créer une structure périodique. Les électrons émettent alors un photon après la transition à travers ces zones actives par effet tunnel, l'émission laser étant ainsi obtenue en répétant le processus en cascade.

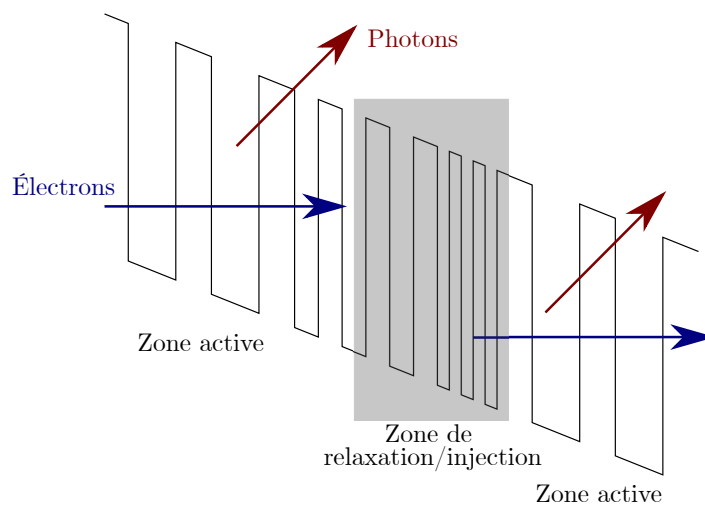


FIGURE 1.25 – Schéma du principe du fonctionnement d'un QCL. Les électrons passent en cascade par effet tunnel au travers d'une série de puits quantiques résultant en l'émission de photons.

Ce processus permet de générer un rayonnement dans le moyen infrarouge généralement continu ou quasi-continu du fait du court temps de vie des porteurs rendant impossible le stockage d'énergie dans le milieu laser et ainsi le fonctionnement en régime déclenché. L'émission d'impulsion ultra-courte reste cependant possible par mise en phase des modes longitudinaux. La largeur spectrale de ce genre de source continue peut être affinée par différents moyens, comme l'utilisation d'un réseau de diffraction intra-cavité ou d'un réseau de Bragg.

Le record de puissance émise dans la bande II du moyen infrarouge se situe à 4,5 et 5,1 watts à respectivement 4,7 μm et 4,9 μm [57, 58]. On note cependant que ces valeurs n'ont pas évolué depuis leur publication, supposant qu'une limite a été atteinte par cette technologie. À l'heure actuelle peu de publications voient le jour pour en discuter en tant que source optique seule.

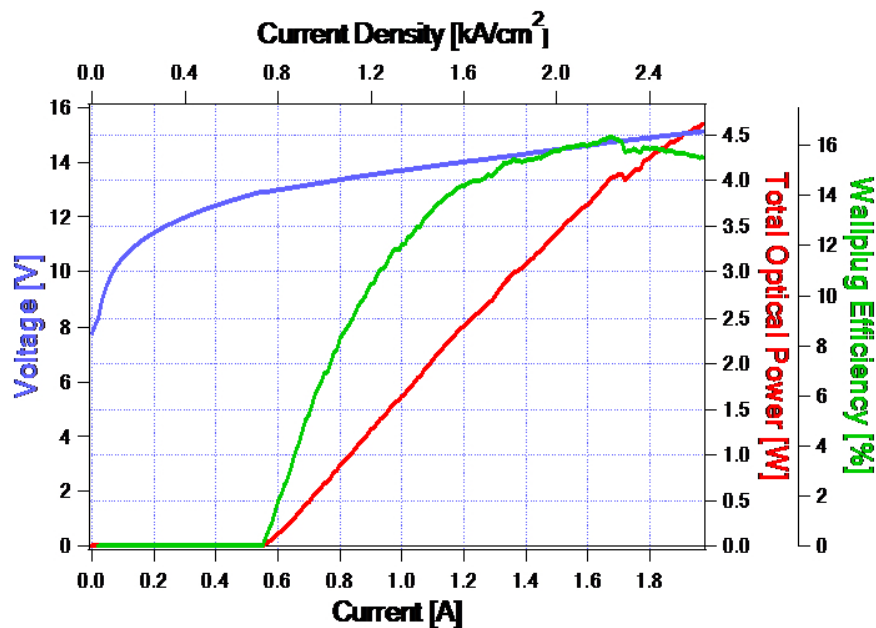


FIGURE 1.26 – Puissance optique et rendement à la prise obtenus en fonction du courant électrique dans un laser à cascade quantique $\text{Al}_{0,78}\text{In}_{0,22}\text{As}/\text{In}_{0,72}\text{Ga}_{0,28}\text{As}/\text{InP}$ [57].

Les performances des QCL sur le marché, en fonction de la gestion thermique de ces derniers, ne dépassent ainsi pas quelques watts de puissance continue (environ 3,5 W à 4,6 μm et 2 W à 4 μm) [59]. En effet une grande quantité de chaleur est à dissiper du fait du rendement de conversion électrique-optique assez faible et d'une faible surface de fonctionnement, typiquement 0,05 mm^2 . Des modules thermoélectriques, parfois couplés à un refroidissement par eau, peuvent être utilisés afin de dissiper l'énergie thermique excessive. Une autre méthode consiste à faire fonctionner le QCL en régime quasi continu en modulant le courant de pompe à haute fréquence (> MHz) pour relâcher la charge thermique au sein de la puce.

Le QCL profitent ainsi d'une forte compacité et des maturations technologiques des industries semi-conducteurs comme les filières InP ou GaAs mais la puissance atteignable par ces dispositifs est limitée à quelques watts. De plus leurs caractéristiques en puissance et longueur d'onde d'émission sont très dépendantes de la température et elles nécessitent ainsi un suivi très précis afin de maintenir une stabilité dans ces paramètres.

1.2.3 Optique non linéaire et génération de seconde harmonique

Un an à peine après la réalisation du premier laser à l'aide d'un cristal de rubis, la première mise en oeuvre expérimentale de génération de seconde harmonique (aussi appelée doublement de fréquence) est recensée aux États-Unis [60]. Cette dernière se base sur le système développé un an plus tôt et permet d'obtenir un rayonnement dans le proche ultra-violet ¹.

La théorie relative aux processus non linéaires suivra rapidement puisqu'en 1962, N. Bloembergen et son équipe publieront un article dans *Physics Review* [61, 62] qui lui vaudra le prix Nobel de physique en 1981.

1.2.3.1 Principe

Le principe repose sur le fait de "combiner" deux photons de même fréquence pour en obtenir un à une fréquence deux fois plus élevée, d'où son nom de génération de seconde harmonique (SHG en anglais pour *Second Harmonic Generation*). Il s'agit d'un cas spécifique d'un phénomène plus général appelé génération de somme de fréquence (SFG en anglais pour *Sum Frequency Generation*), un phénomène non linéaire d'ordre 2. En effet, grâce au champ intense du laser, la relation qui relie la polarisation électronique et le champ électrique perd sa linéarité pour devenir :

$$\vec{P} = \underbrace{\varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{\mathcal{E}}}_{\substack{\text{polarisation} \\ \text{induite du 1er ordre} \\ = \text{polarisation induite linéaire}}} + \underbrace{\varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{\mathcal{E}} \vec{\mathcal{E}}}_{\substack{\text{polarisation induite du 2ème ordre} \\ = \text{polarisation induite quadratique}}} + \underbrace{\varepsilon_0 \chi^{(3)} \vec{\mathcal{E}} \vec{\mathcal{E}} \vec{\mathcal{E}}}_{\substack{\text{polarisation induite du 3ème ordre} \\ = \text{polarisation induite cubique}}} + \dots$$

où on a une conservation de l'énergie telle que $\hbar\omega + \hbar\omega = 2\hbar\omega$ ainsi qu'une conservation de l'impulsion au travers des vecteurs d'ondes dans le cas colinéaire $k_{2\omega} = 2k_\omega$. On parle alors d'accord de phase. Cette dernière relation nécessite l'utilisation d'un milieu anisotrope car il est difficile du fait de la relation de dispersion d'obtenir une égalité telle que $n(\omega) = n(2\omega)$ nécessaire pour la conservation de l'impulsion. On utilise alors un milieu biréfringent pour compenser la dispersion chromatique à l'aide d'un choix d'angle précis, comme la calcite présentée en figure 1.27.

1.2.3.2 Utilisation moderne et puissance obtenue

Le fait de doubler la fréquence (ou de diviser par deux la longueur d'onde) permet d'obtenir un rayonnement moyen infrarouge dans la bande II à l'aide par exemple du laser à CO₂ que nous avons exposé précédemment. En effet ce dernier permet une émission dans la bande III du moyen infrarouge, qui une fois doublé se trouve plus proche de 5 μm.

Ainsi à l'aide d'un cristal non linéaire, par exemple de CdGeAs₂, il est possible, en utilisant le processus de doublement de fréquence, d'obtenir un rayonnement dans le MWIR, et l'utiliser dans des dispositifs lidar pour du diagnostic atmosphérique [63]. Cependant du fait des propriétés d'efficacité de conversion du cristal, la puissance doublée est souvent faible (quelques milliwatts [64]) ce qui amène alors à utiliser d'autres milieux non linéaires ou à se placer en régime impulsionnel. D'autres cristaux ont été utilisés depuis, comme le ZnGeP₂ [65], le GaAs [66] ou le TiGaTe₂ [67].

1. Le résultat obtenu était si difficilement discernable sur la feuille sensitive que l'éditeur a retiré la marque de l'article, pensant qu'il s'agissait d'une poussière

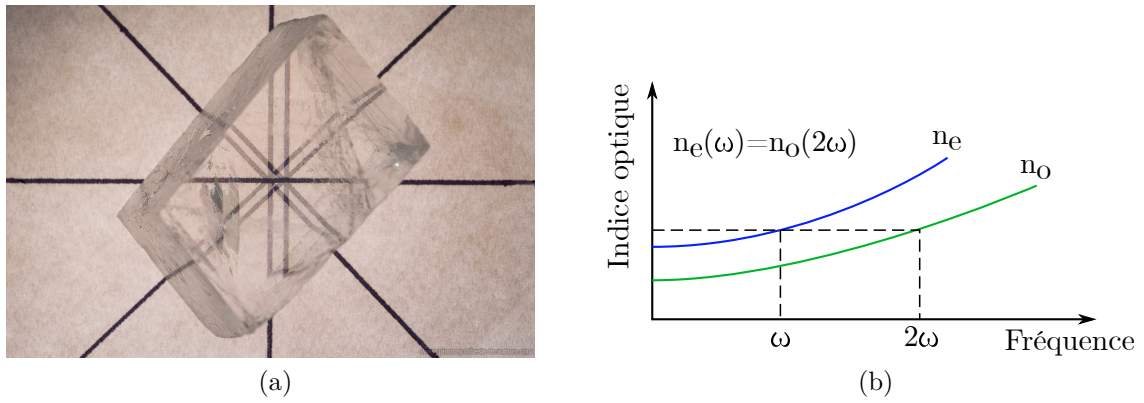


FIGURE 1.27 – (a) Photographie d'un cristal de calcite montrant un phénomène de biréfringence (Crédit photosynthesis-in-nature.com) (b) Courbe de dispersion pour un accord de phase avec un milieu positif ($n_e > n_o$).

1.2.4 Génération de différence de fréquences

Une autre manière de mettre à profit le caractère non linéaire de la relation entre le champ électrique et la polarisation est de soustraire à une fréquence de pompe ω_p une fréquence signal ω_s pour générer une fréquence complémentaire ω_c suivant la relation de conservation de l'énergie $\hbar\omega_p - \hbar\omega_s = \hbar\omega_c$ et l'accord de phase $\vec{k}_{\omega_p} = \vec{k}_{\omega_s} + \vec{k}_{\omega_c}$.

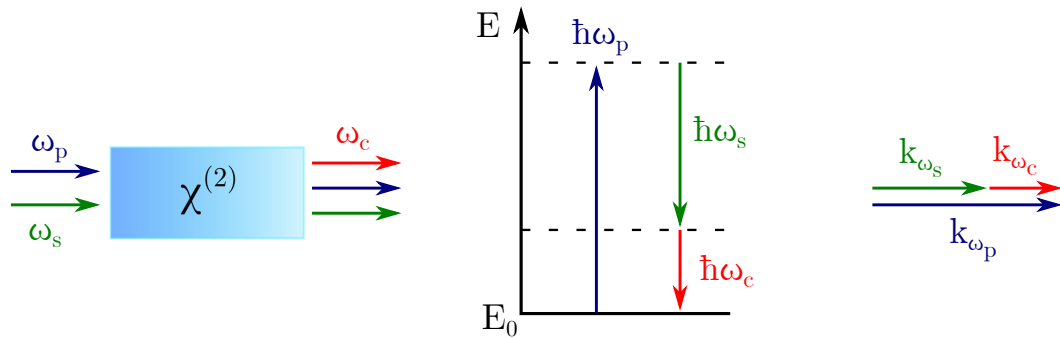


FIGURE 1.28 – Diagramme d'énergie du processus de différence de fréquences (milieu) et (droite) représentation de l'accord de phase du mélange à trois ondes.

Ce processus est dénommé différence de fréquences, DFG (pour *Difference Frequency Generation*). La longueur d'onde complémentaire obtenue est alors régie par l'équation :

$$\lambda_c = \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda_s} \right)^{-1} \quad (1.1)$$

Ainsi en choisissant des longueurs d'onde de pompe et de signal adaptées il est possible d'obtenir une émission dans le moyen infrarouge. Par exemple, en utilisant une onde de pompe à 1064 nm et un signal aux alentours de 1550 nm, il est alors possible de générer une onde vers 3,4 μm . Tout comme pour la génération de seconde harmonique, afin de respecter la relation d'accord de phase il est nécessaire d'utiliser un cristal biréfringent. Cependant cette approche réduit grandement le choix de matériaux utilisables, évinçant un certain nombre de cristaux présentant des propriétés plus intéressantes que les milieux biréfringents concernant l'efficacité de conversion. De plus, dans les cristaux anisotropes, l'angle d'accord de phase ne permet pas toujours

de maximiser le coefficient non linéaire χ_{eff} .

1.2.5 Quasi-accord de phase

Grâce à des développements techniques ayant abouti dans le milieu des années 90, une autre manière d'aborder la conversion de fréquence a pu voir le jour : le quasi-accord de phase. Il s'agit de compenser périodiquement le déphasage accumulé au cours de la propagation en inversant périodiquement le signe du domaine de polarité du matériau. Les matériaux ferroélectriques sont les plus usuellement utilisés car il est possible d'y réaliser le retournement périodique souhaité de manière permanente suite à l'application d'un champ électrique haute tension au moyen d'un motif périodique d'électrodes. Le retournement périodique peut également être directement réalisé par croissance par épitaxie (matériaux III-V par exemple).

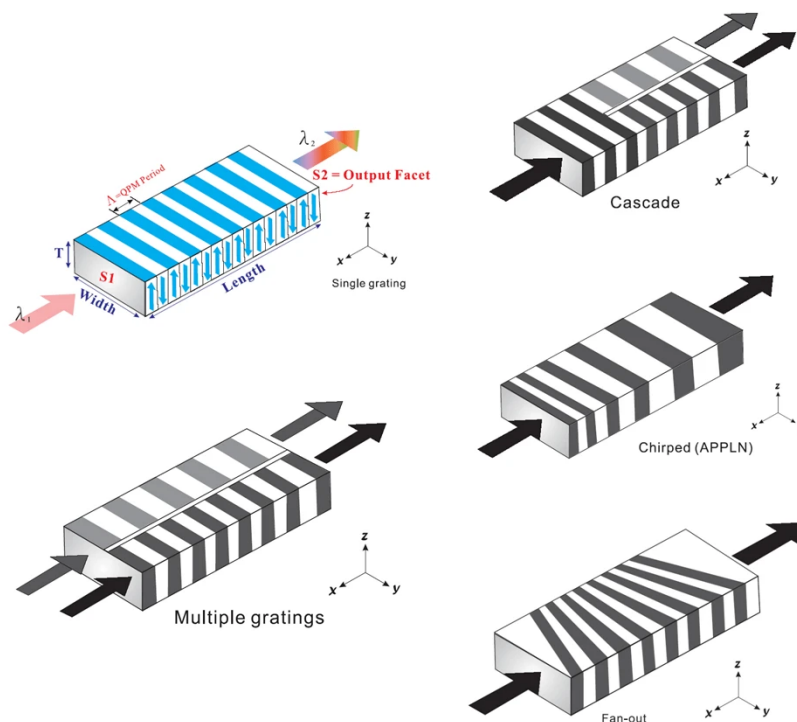


FIGURE 1.29 – Exemples schématisés d'inversion de domaines de polarité suivant différentes configurations. Crédit HCPPhotonics.

Il a été possible grâce à cette approche de mettre à profit des coefficients non linéaires optimisés dans des matériaux comme le niobate de lithium (LiNbO_3). En le dopant en MgO , on permet même une utilisation à température proche de la température ambiante, résistant mieux au risque de dommages photo-réfractifs. Avec un pas d'inversion de domaine de polarité proche de $30 \mu\text{m}$, il est possible de se placer dans le cas évoqué précédemment et de générer une onde à $3,4 \mu\text{m}$ à partir d'une pompe à 1064 nm et d'un signal à 1550 nm . Cela permet de profiter d'une grande maturité technologique du fait des nombreux développements de lasers à ces longueurs d'onde, notamment grâce à l'essor des télécommunications fibrées. La puissance maximale en régime continu obtenue aujourd'hui est de $3,5 \text{ W}$ à $3,4 \mu\text{m}$ [68], à l'aide de $43,3 \text{ W}$ de puissance de pompe à 1064 nm et 31 W de puissance signal à $1549,8 \text{ nm}$ dans un cristal de niobate de lithium polarisé périodiquement (PPLN) de 50 mm de long. Cela met cependant en évidence l'efficacité de conversion relativement faible de ce genre de

dispositif.

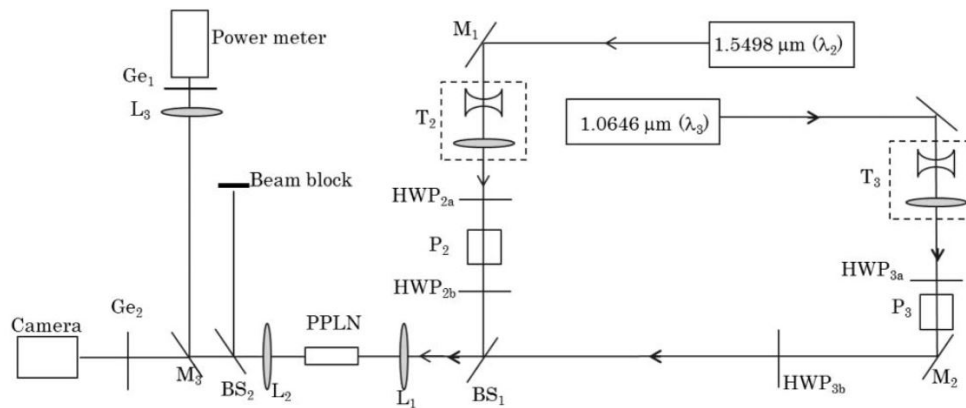


FIGURE 1.30 – Schéma du montage expérimental développé pour obtenir le record de puissance en génération de différence de fréquence [68]. T_i : télescope galiléen, HWP_i : lame demi-onde, P_i : polariseur, BS_i : lame séparatrice, Ge_i : fenêtre en germanium, L_i : lentille en CaF_2 .

Afin d'obtenir de meilleurs rendements, il est possible de placer le cristal en cavité afin de bénéficier de multiples fois du gain simple passage. On obtient alors un oscillateur paramétrique optique sur un principe de cavité résonnante comparable à un oscillateur laser.

1.2.6 Oscillateurs paramétriques optiques

À partir du processus non linéaire de génération paramétrique, il est possible d'obtenir des ondes signal et complémentaire lorsque la puissance de pompe injectée dans la cavité optique dépasse un certain seuil. C'est le cas lorsque le gain simple passage de l'amplification dépasse les pertes de la cavité. Le mode d'oscillation qui présente le plus de gain prévaut alors sur les autres modes de la cavité pendant le régime transitoire, amenant ainsi à un oscillateur paramétrique optique monofréquence en régime continu, sous réserve d'une stabilité temporelle de la longueur d'onde de pompe ainsi que de stabilités mécanique et thermique suffisantes.

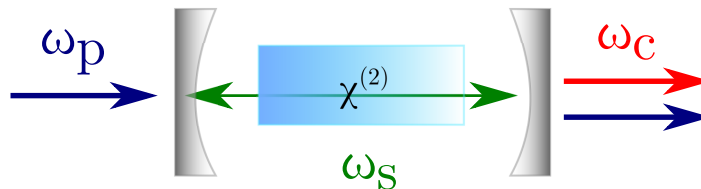


FIGURE 1.31 – Schéma de fonctionnement d'un oscillateur paramétrique optique simplement résonnant.

Il existe plusieurs catégories d'oscillateurs paramétriques optiques (OPO), notamment déterminées par le nombre d'ondes résonnantes au sein de la cavité. Lorsque seule une onde est résonnante (généralement l'onde signal), on dit que le l'OPO est simplement résonnant (abrégé en SROPO, pour Simplement Résonnant). Si les miroirs de la cavité sont traités pour réfléchir l'onde signal et l'onde complémentaire, on parlera alors d'OPO doublement résonnant. Le seuil d'oscillation en régime continu d'un OPO

doublement résonnant est généralement très inférieur à celui d'un SROPO, d'environ un ordre de grandeur. Nous nous attarderons plus en détail sur le seuil d'oscillation d'un SROPO dans le chapitre suivant, qui est plus à même de délivrer plusieurs watts de puissance complémentaire avec un rendement quantique proche de 100% [69].

Comme nous le détaillerons au chapitre 4, il existe plusieurs configurations géométriques de cavité OPO, notamment avec deux ou quatre miroirs. Les cavités à deux miroirs présentent l'avantage de permettre une plus grande compacité tandis que la présence de bras collimatés dans les cavités à quatre miroirs permet l'insertion d'éta- lon pour stabiliser le rayonnement. Une autre méthode consiste à utiliser un élément dispersif pour sélectionner précisément la longueur d'onde de résonance [71, 70]. Cependant du fait des réflectivités faibles de ces dispositifs face à des miroirs diélectriques, le seuil d'oscillation augmente sensiblement, de 6 W à 13 W [72]. À rayon de courbure de miroirs donné, la cavité à quatre miroirs permet une focalisation plus importante dans le cristal non linéaire [73]. De plus, tandis que seul un résonateur à onde stationnaire n'est réalisable avec une cavité à deux miroirs, les cavités à quatre miroirs peuvent également être configurées de sorte à ce que l'onde résonnante soit une onde progressive, on parle alors de cavité en anneau. Tandis que Bosenberg et al avaient observé de meilleures performances pour la cavité en anneau, Vainio et al ne notent pas de différences notables de performances entre les cavités linéaires (onde stationnaire) et en anneau (onde progressive).

Le record de puissance atteinte à l'aide d'un cristal de PPLN est aujourd'hui de 8,6 W obtenu à $3,06 \mu\text{m}$ [74]. Cependant un certain nombre de limites est présent concernant la montée en puissance de ce genre de dispositif. La forte focalisation requise [75] pour optimiser l'efficacité de conversion d'un OPO amène des puissances surfaciques importantes, qui peuvent entraîner des dommages sur le cristal qui possède une ouverture souvent proche du millimètre carré dans le cas des cristaux de PPLN usuellement utilisés. De plus une gestion de la température est requise pour le bon fonctionnement de l'OPO (avec la possibilité de le stabiliser en longueur d'onde avec un seul contrôle précis de la température du cristal [76]), et on peut noter plusieurs dizaines de watts de puissance intracavité (même si cela est parfois bénéfique en créant un guide d'onde qui augmente l'efficacité paramétrique [77, 78]). Enfin, lorsque la puissance de pompe dépasse environ trois fois le seuil d'oscillation, on assiste à un phénomène de recombinaison, où un photon signal et un photon complémentaire s'additionne pour recréer un photon de pompe.

1.2.7 Récapitulatif sur les limites en puissances de la génération de moyen infrarouge

Comme nous l'avons vu au cours de cette partie, un grand nombre de technologies laser capables d'émettre un rayonnement dans le moyen infrarouge se confrontent à des limitations diverses lorsqu'il s'agit d'augmenter la puissance émise. Certaines méthodes existent pour outrepasser ces limites, comme lorsque l'on décide d'élargir spectralement le signal dans des montages à fibres optiques amplificatrices afin de repousser le seuil Brillouin [79], permettant ainsi la propagation d'une plus grande puissance au travers de la fibre sans risque d'endommagement. Il est possible aussi de réaliser des compressions mécaniques sur ces fibres afin d'augmenter ce même seuil.

Les limites pour les processus non linéaires résident principalement dans le seuil d'endommagement des cristaux utilisés. Aujourd'hui les cristaux commerciaux de PPLN ont généralement une surface d'entrée proche du millimètre carré, ce qui limite la taille

du faisceau qu'il est possible d'injecter avec une densité surfacique de puissance limite fixée par le seuil d'endommagement du cristal. Afin d'aller au-delà, il serait nécessaire d'obtenir des cristaux de plus grande ouverture pour pouvoir augmenter la puissance de la pompe tout en maintenant la densité surfacique de puissance sous le seuil d'endommagement.

Pour la génération de rayonnement moyen infrarouge entre 3 et 5 micromètres, les cristaux à polarisation périodique sont les plus généralement utilisés. L'inversion de domaine de polarisabilité sur des épaisseurs plus importantes relève alors du domaine des matériaux. L'accordabilité des OPO présente un grand intérêt pour des applications de spectroscopie, ce qui nous pousse à vouloir développer des dispositifs plus puissants malgré ces limitations, en particulier pour augmenter les capacités de détection à distance.

Il existe une autre manière d'obtenir une puissance dépassant les limitations intrinsèques à chaque technologie : combiner plusieurs sources laser. En tentant d'additionner les puissances de plusieurs lasers, on adopte une autre approche à la recherche de montée en puissance : on abandonne l'idée de concevoir un unique laser capable de délivrer une très grande puissance (au prix de défis technologiques importants) pour utiliser un grand nombre de sources basse puissance, dont la conception est souvent plus optimisée et mieux maîtrisée, en les combinant en aval.

Nous allons présenter dans la partie suivante les nombreuses techniques de combinaison de sources laser et les deux approches distinctes sur lesquelles elles reposent.

1.3 Combinaison de laser

La méthode qui semble la plus simple pour réaliser une combinaison de faisceaux laser est de les superposer à l'endroit que l'on souhaite illuminer. Ce serait cependant omettre la nature cohérente de ce rayonnement lumineux. En effet les photons d'un laser partagent un certain nombre de propriétés : ils ont la même polarisation, phase et longueur d'onde. Superposer simplement ces rayonnements peut alors conduire à un cas d'interférences, que l'on sait pouvant être constructives ou destructives et qui peut donc conduire à de fortes fluctuations d'efficacité de l'addition de puissance par combinaison. Il est alors nécessaire de présenter deux cas de figures : l'un où l'on souhaite faire abstraction de ces phénomènes interférentiels et l'autre où l'objectif est de les contrôler afin d'en tirer avantage. Ces deux cas sont respectivement le cas de combinaison incohérente et de combinaison cohérente.

1.3.1 Combinaison incohérente

1.3.1.1 Superposition spatiale

La superposition simple de faisceaux évoquée en début de partie peut s'avérer être en réalité une manière de combiner des lasers, mais à la condition que ces derniers soient larges spectralement (plusieurs nanomètres) afin d'avoir une cohérence et un contraste des franges d'interférences éventuelles très faible. En effet le grand nombre de modes longitudinaux présents de ce genre de laser assure une très faible visibilité des interférences entre les faisceaux superposés et l'absence de fluctuations d'intensité importantes dans le profil spatial généré par combinaison.

Ce type de configuration fonctionne efficacement avec des lasers large bande très haute puissance. Cette technique est généralement utilisée dans le domaine des armes

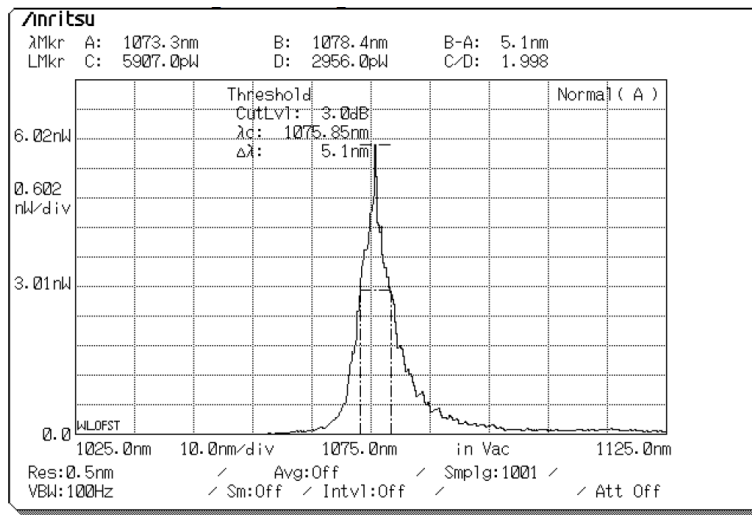


FIGURE 1.32 – Exemple de spectre d'un laser à fibre Ytterbium 10 kW de la société IPG Photonics (modèle YLS-10000-SM) exposant une largeur spectrale $\Delta\lambda = 5,1$ nm. [80]

laser pour des démonstrateurs d'arme anti-structure. C'est parmi eux qu'on trouve les records de puissance combinée via cette méthode.

Plusieurs exemples de systèmes fonctionnant ainsi sont à énoncer. Un des moyens de réaliser la combinaison incohérente par superposition spatiale consiste à utiliser un laser de visée qui éclaire la cible pour ensuite diriger sur le même point les différents lasers que l'on souhaite combiner. Ce dispositif a notamment été employé par l'entreprise allemande Rheinmetall en superposant 5 lasers à fibres 10 kW fournis par l'entreprise américaine IPG Photonics. Les lasers sont répartis en deux tours, deux sur l'une d'elle et trois sur l'autre, délivrant respectivement 20 kW et 30 kW. Grâce au système de visée, atteignant 50 kW de puissance combinée, le dispositif a été capable de sectionner en deux une poutre d'acier. Pour la destruction d'engin volant, un drone non armé à une distance de 2000 m a pu être détruit en l'espace de 3 secondes à l'aide de la seule tourelle délivrant 30 kW [81].

Utiliser un télescope pour aligner les faisceaux à combiner est une autre des manières possibles de réaliser la combinaison incohérente par superposition spatiale, facilitant le suivi de la cible. Faisant partie des programmes d'armement HEL (*High Energy Laser*) de l'US Navy dont nous évoquons les essais avec les technologies de lasers chimiques précédemment, le système LaWS (pour *Laser Weapon System*) utilise la combinaison incohérente par superposition spatiale. Son développement a débuté en 2010 et des essais en 2014 ont prouvé son efficacité. Un de ses points forts réside dans son utilisation de nombreux composants COTS (pour *Commercial Off-The-Shelf*), comme par exemple des lasers à fibres dopés ytterbium de l'entreprise IPG Photonics. Ces derniers sont capables individuellement de délivrer 5,5 kW à 1 μm (1070 ± 10 nm d'après le constructeur pour le modèle YLS-SM, voir aussi figure 1.32), amenant à une puissance totale combinée d'environ 30 kW. La puissance des lasers unitaires a été augmentée dans un second temps et portée à 8 kW pour une puissance totale combinée d'environ 50 kW. Pour ce système, le choix d'un télescope afin d'aligner les faisceaux laser a été retenu afin d'obtenir une portée supérieure à 1 km. Le pointage laser est considérablement simplifié lorsqu'un télescope est utilisé car il sert à l'orientation de l'ensemble des faisceaux alignés par le biais du télescope.

L'avantage de ce moyen de combinaison de lasers réside donc dans sa simplicité de



FIGURE 1.33 – Photographie du dispositif de combinaison incohérente par superposition spatiale *Laser Weapon System* (LaWS) et du télescope astronomique utilisé pour l'alignement des faisceaux. [82]

mise en pratique. Des objectifs de puissance encore supérieure (100 kW de puissance combinée) sont évoqués par les auteurs des différentes publications en augmentant la puissance unitaire des lasers commerciaux, passant de 10 kW à 20 kW. L'efficacité de combinaison, c'est-à-dire le rapport de la puissance obtenue sur la somme des puissances individuelles, est aussi très élevée (proche de 100 %).

Cette approche n'est toutefois pas exempte de limitations. La capacité à maintenir la totalité des faisceaux alignés sur le point cible représente un des défis à relever, ce qui explique l'utilisation d'une seule des tourelles pour la destruction de drones par le dispositif Rheinmetall. De même lors de l'utilisation d'un télescope, les faisceaux passant par ce dernier doivent être parfaitement alignés, les erreurs s'additionnant et diminuant significativement la densité de puissance sur cible. C'est cette dernière qui est à considérer pour des dispositifs anti-structure. Des études ont aussi mis en lumière l'impact de la propagation atmosphérique sur l'efficacité des démonstrateurs [83]. A cela s'ajoute en plus la difficulté à assurer la stabilité des pointages laser optomécaniques notamment. Ainsi la portée se limite à 2-3 km pour cette technologie. L'absence de nouveaux records de puissance plus récents par le biais de cette méthode s'explique aussi par le coût d'une telle entreprise. De plus les démonstrateurs actuels ont su démontrer leur efficacité, ce qui réduit l'intérêt, bien que présent comme évoqué plus haut, d'obtenir plus de puissance.

La combinaison incohérente repose sur l'utilisation de lasers multimodes spectraux que l'on peut superposer pour obtenir un profil spatial régulier en intensité. Mais il est possible d'appliquer des méthodes de combinaison à des lasers beaucoup plus fins spectralement, monomodes notamment, à la condition que leurs spectres soient légèrement

décalés les uns des autres pour ne pas se recouvrir. On parle alors de combinaison incohérente (la phase n'est toujours pas considérée) par superposition spectrale ou combinaison par multiplexage en longueur d'onde.

1.3.1.2 Superposition spectrale

Le multiplexage en longueur d'onde est souvent utilisé dans le domaine des télécommunications pour augmenter le débit transmis. Pour la montée en puissance de sources laser, grâce à un dispositif dispersif il est possible d'arriver à superposer plusieurs faisceaux lasers dont les longueurs d'onde sont légèrement différentes. Cela se fait généralement à l'aide d'un réseau diffractif qui va réfléchir le laser dans une direction dépendante de sa longueur d'onde. Ainsi si les angles d'incidence concordent, la totalité des faisceaux peuvent être superposés et dirigés vers une cible alors exposée à la somme des puissances individuelles (aux pertes dues à l'élément dispersif près).

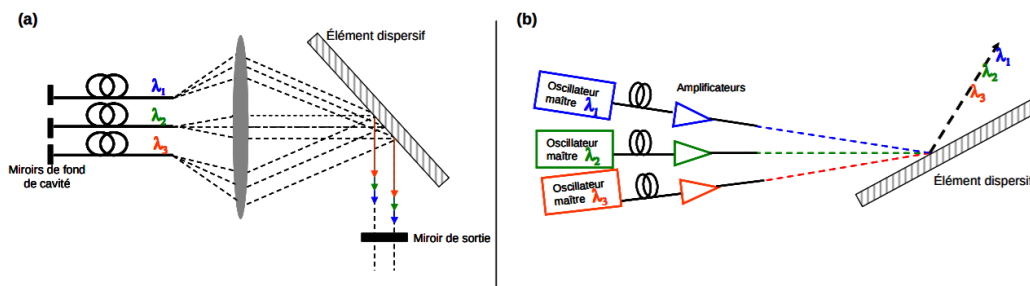


FIGURE 1.34 – Schéma de principe de la combinaison spectrale dans deux configurations différentes (a) configuration laser, (b) configuration MOPA (*Master Oscillateur Power Amplifier*). [84]

De par sa confection le pas du réseau est imposé. On peut alors agir sur les angles d'incidence des faisceaux qu'on souhaite combiner afin d'obtenir, pour tous ces derniers, le même angle de réflexion, permettant ainsi de les diriger vers une même cible. Grâce à cette technique, il a été possible de combiner 12 lasers fibrés délivrant chacun 280 W en un seul faisceau de 3,1 kW, soit une efficacité de combinaison de 92 % [85]. Le record se trouve actuellement avec 30 kW de puissance obtenue en combinant 96 sources délivrant chacune 320 W [86].

Il est envisageable de faire abstraction de l'élément diffractif en utilisant plusieurs miroirs dichroïques en cascade comme présenté en figure 1.35.

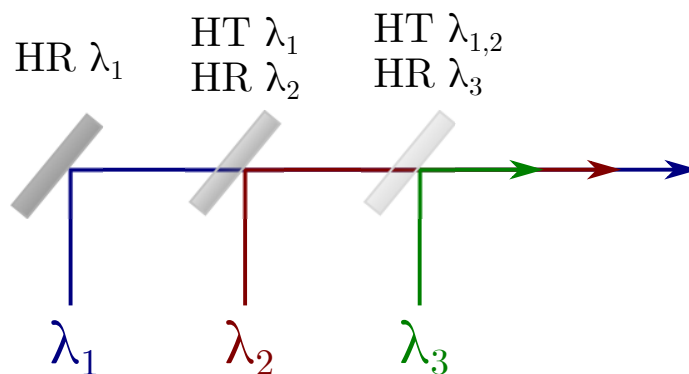


FIGURE 1.35 – Schéma de combinaison spectrale par miroirs à trois longueurs d'onde. HR : Haute Réflexion, HT : Haute Transmission.

Il a été possible par ce procédé de combiner 3 sources à 2 kW pour obtenir un rayonnement à 5,9 kW et une qualité de faisceau de $M^2 = 1,9$ [87]. L'utilisation de cette approche peut aussi se faire avec des réseaux diffractifs, notamment avec des réseaux de Bragg en volume (VBG), comme illustré en figure 1.36.

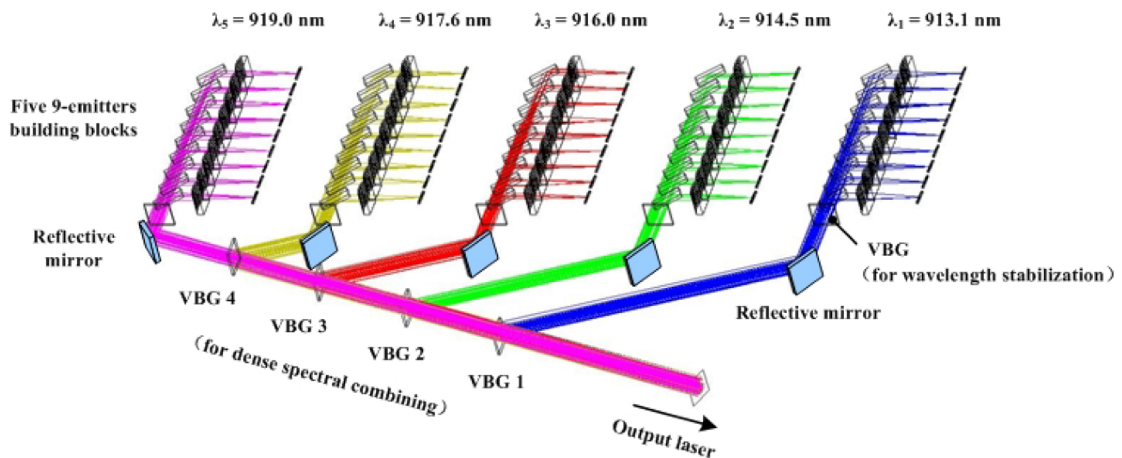


FIGURE 1.36 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour combiner 45 diodes lasers réparties entre 5 longueurs d'ondes différentes autour de 915 nm [88].

Ce dispositif, transposé autour de 940 nm et 970 nm a permis de combiner 270 diodes laser générant chacune environ 10 W pour obtenir 2045 W de puissance, soit une efficacité de combinaison de 76 % [88].

Du fait de la sélectivité en angle des éléments diffractifs, ce genre de processus est extrêmement exigeant en alignement. De plus les éléments optiques situés en fin de chaîne de combinaison sont exposés à la puissance totale que l'on souhaite obtenir, pouvant ainsi entraîner des défauts d'alignement ou une dégradation de la qualité de faisceau à cause de la montée en température des éléments optiques à forte puissance. Le choix des matériaux et une régulation thermique appropriée sont alors importants afin de garantir la pérennité du montage.

Grâce à la combinaison incohérente par superposition spectrale, il est possible d'ajouter des puissances de lasers fins spectralement avec une bonne efficacité de combinaison. Cependant les applications de tels dispositifs restent semblables à ceux de la superposition spatiale, à savoir l'obtention de forte densité de puissance sur des cibles que l'on souhaite détériorer. Ainsi la largeur spectrale du faisceau obtenu n'a pas d'impact sur les application visées, si on exclut l'influence de la largeur spectrale des lasers sources sur le nombre maximum de lasers que l'on peut combiner spectralement.

Dès lors qu'on souhaite à la fois une augmentation de puissance et un laser fin spectralement, à une longueur d'onde bien précise, ces deux méthodes ne sont plus acceptables et il est nécessaire de prendre en compte et de tirer avantage des interférences que va nécessairement générer la superposition de plusieurs faisceaux laser fins spectralement. Une première étape avant de totalement les exploiter réside dans la considération de la polarisation, élément qui influe aussi sur la présence ou non d'interférences. On parle alors de combinaison incohérente par superposition en polarisation.

1.3.1.3 Superposition en polarisation

Deux sources cohérentes de même longueur d'onde ne peuvent interférer que si elles possèdent une polarisation identique. Un moyen de superposer ces dernières consiste à

utiliser deux sources polarisées orthogonalement en utilisant par exemple un prisme polariseur. Ce procédé semble cependant se limiter à deux sources puisque la combinaison des deux ondes polarisées linéairement n'est pas nécessairement polarisé linéairement. Cependant en contrôlant la phase des ondes combinées, on peut obtenir un laser polarisé linéairement et ainsi reproduire le processus. Néanmoins il a été montré que cette technique perd rapidement en efficacité de conversion limitant à 4 le nombre de source combinables si on souhaite conserver une efficacité de combinaison satisfaisante [89].

1.3.2 Combinaison cohérente

Dans le cas où on cherche à combiner des lasers fins spectralement tout en conservant cette finesse spectrale après combinaison, afin de s'assurer d'obtenir un état d'interférence constructif entre les sources, il est nécessaire d'avoir un contrôle sur leurs phases. Il existe différentes méthodes pour y arriver, qui dépendent de la méthode opérant ce contrôle.

1.3.2.1 Contrôle de la phase passive

Lorsqu'il n'y a pas d'intervention extérieure sur l'évolution de la phase au cours du temps, on dit que le contrôle est passif. Il est par exemple envisageable de coupler l'ensemble des cavités laser par un même miroir, permettant ainsi l'injection de la phase d'un premier laser dans les autres via les modes de cavités. Seuls les modes de cavités communs à tous les lasers sont amplifiés, profitant alors d'un gain maximal. Cette idée peut s'appliquer en utilisant aussi bien des lasers solides que des lasers fibrés, comme on le montre en figure 1.37 avec un exemple de combinaison de 16 lasers fibrés en mettant en commun leur cavité.

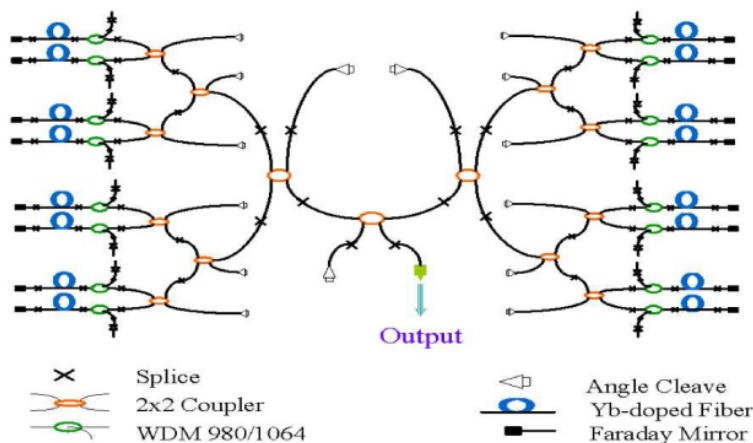


FIGURE 1.37 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour combiner de manière cohérente 16 lasers fibrés par contrôle passif de la phase à l'aide d'une cavité commune [90].

On est cependant confronté à une perte significative d'efficacité de combinaison avec l'augmentation du nombre de sources à combiner, comme le montre le graphique en figure 1.38. Ceci est d'autant plus limitant qu'il n'existe pas de solution mathématique décrivant un mode commun à plus de 20 cavités.

Une augmentation (en N^3 , N étant le nombre de sources) des fluctuations de puissance est aussi à noter lorsque l'on considère cette méthode de combinaison. Un record a été établi en 2005 [91] permettant d'obtenir 200 W de puissance combiné en utilisant

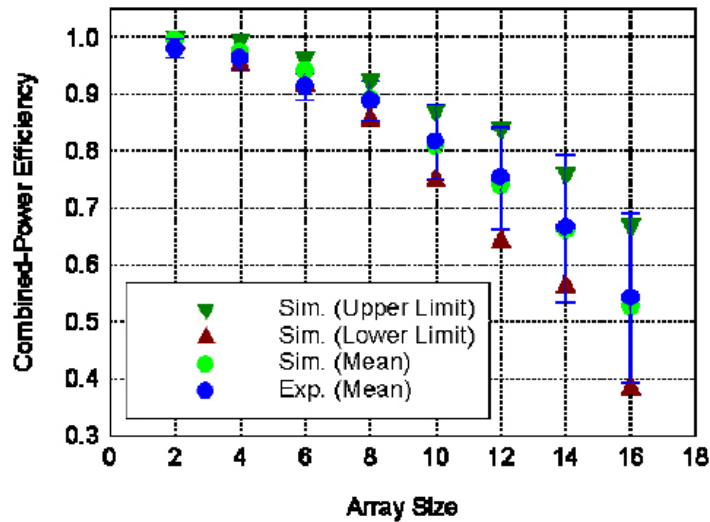


FIGURE 1.38 – Représentation de l'efficacité de combinaison en fonction du nombre de sources employées, avec les fluctuations de puissance représentée par les barres d'erreurs [90].

2 lasers et des miroirs partiellement réfléchissants, mais sans tentative de le dépasser depuis, certainement à cause de risques de dégradation des éléments optiques.

Une autre manière de combiner des sources avec un contrôle passif de la phase repose sur la juxtaposition de faisceaux. Il s'agit d'utiliser une géométrie de combinaison en champ lointain. Si le couplage de cavité reposait sur un principe de cascade, il est aussi possible de disposer les sources que l'on souhaite combiner sur un réseau carré ou hexagonal de pupilles juxtaposées et les laisser interférer en champ lointain.

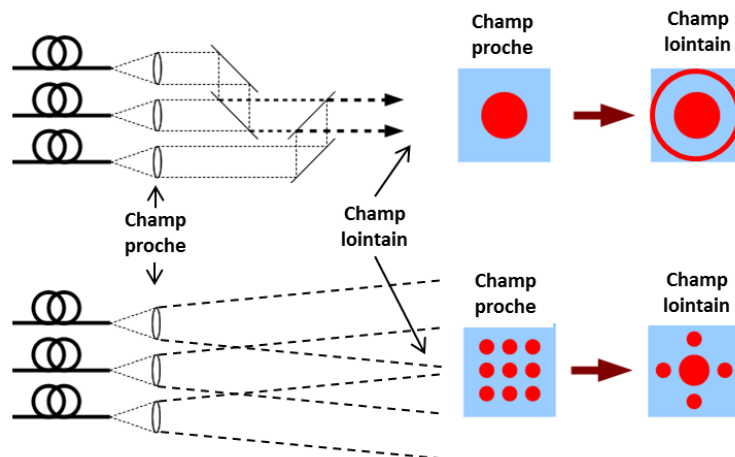


FIGURE 1.39 – Schéma de principe de combinaison reposant sur une configuration (haut) monopupillaire et (bas) multipupillaire.

Cela a pour conséquence de créer des lobes d'interférence qui fluctuent au cours du temps en fonction de l'état de phase entre les différentes sources. Cette disposition a pour avantage d'enlever la contrainte sur les éléments optiques de combinaison, notamment sur leur tenue au flux. Afin d'obtenir un contrôle de la phase, il est ainsi possible de réinjecter une partie de la puissance récoltée en champ proche afin de fermer les cavités. On donne en figure 1.40 un exemple de configuration expérimentale utilisée pour combiner quatre lasers fibrés par cette méthode [92]. Un degré de liberté a ici

été ajouté afin d'obtenir une meilleur efficacité de combinaison ainsi qu'une meilleure stabilité de puissance en ajoutant un filtre de contraste de phase. Ce dernier a pour but de transposer les variations de phase des lasers sous forme de variation d'intensité lumineuse. Des essais de combinaison de 9 et 15 sources ont par la suite pu être développés à l'aide de cette technique [93].

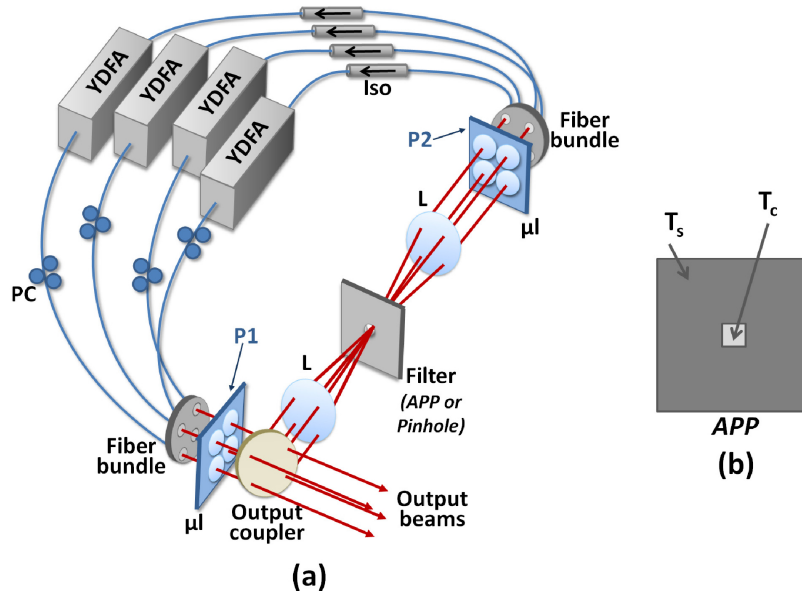


FIGURE 1.40 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour combiner 4 laser fibrés avec un filtre de contrasted de phase (APP). μl : micro-lentilles, L : lentille convergente, PC : contrôleur de polarisation, Iso : isolateur fibré, YDFA : amplificateur fibré ytterbium [92].

Le contrôle passif de la phase permet de manière relativement simple de combiner un nombre limité de sources laser. Dès lors que l'on souhaite combiner plusieurs dizaines de sources, il est nécessaire d'avoir recours à des méthodes plus complexes notamment en contrôlant de manière active la phase des ondes à combiner.

1.3.2.2 Contrôle actif de la phase

Le principe de ce contrôle réside dans l'utilisation d'une boucle de rétroaction sur chacune des phases qui fonctionne en temps réel à l'aide d'une partie du signal récupéré afin de maintenir les interférences dans un état constructif.

Il est ainsi possible de laisser la phase d'une des voies fluctuer librement tandis que les $n - 1$ autres suivent ces fluctuations, comme présenté en figure 1.41. Il existe plusieurs manières de contrôler la phase de ces voies. Les modulateurs piézoélectriques permettent des déplacements sub-micrométriques, qui, s'ils sont placés sur des miroirs ou une lame sur le chemin optique, permettent de modifier le chemin optique et ainsi la phase de l'onde dans le plan de combinaison. Il est aussi possible de les utiliser sur des lasers à fibre afin de contraindre cette dernière mécaniquement, en l'étirant par exemple, pour modifier la phase de la voie concernée.

Ces modulateurs présentent cependant un effet d'hystérésis et leur fréquence de coupure se limite à quelques dizaines de kilohertz, ce qui rend difficile leur utilisation à plus grande vitesse. Ils sont donc limités en dynamique des fluctuations de phase qu'ils permettent de compenser.

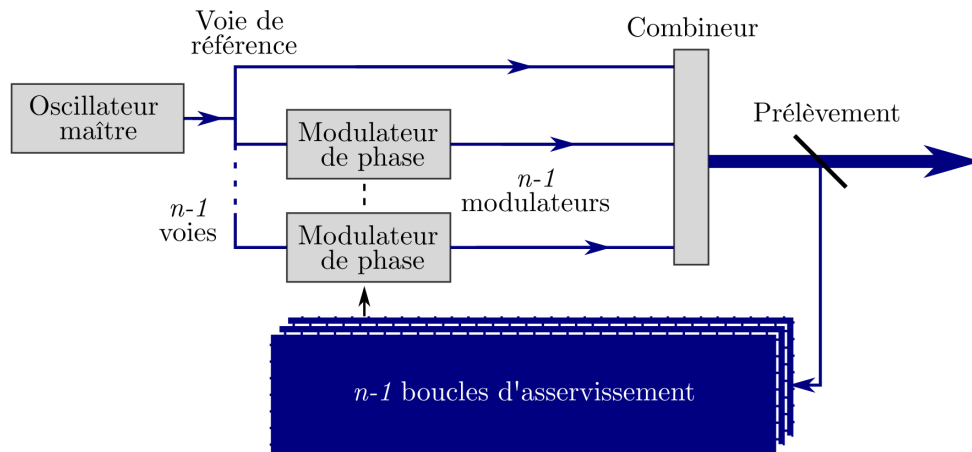


FIGURE 1.41 – Schéma de principe de fonctionnement de combinaison cohérente par contrôle actif de la phase.

Pour pouvoir compenser des variations de phase plus rapides, il est nécessaire de se tourner vers des modulateurs de phase utilisant l'effet électro-optique. Cet effet repose sur l'application d'une tension électrique sur un cristal non linéaire (comme du niobate de lithium) afin de modifier l'indice du cristal, et ainsi allonger ou raccourcir le chemin optique parcouru par l'onde. Il s'agit généralement de composants fibrés compacts qui se prêtent bien à leur intégration dans des architectures laser tout fibré. Leur bande passante peut atteindre des dizaines de gigahertz, des valeurs très supérieures mais à un coût financier plus élevé que pour des modulateurs piézoélectriques.

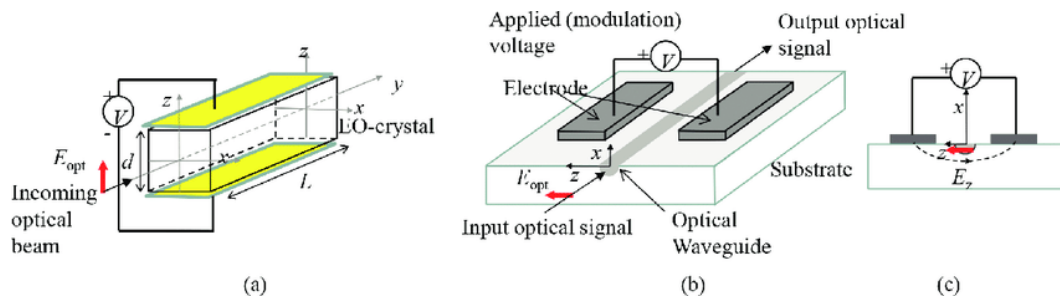


FIGURE 1.42 – Principe de fonctionnement d'un modulateur électro-optique sur (a) un cristal non linéaire ou (b,c) un guide d'onde [94].

Il existe plusieurs manières de contrôler l'état de phase entre les différentes voies pour ensuite les ajuster à l'aide des modulateurs de phase présentés précédemment.

Une première consiste à faire interférer avec une onde plane de référence issue de l'oscillateur maître sur une caméra rapide une fraction de puissance en champ proche de la matrice de pupilles juxtaposées prélevée avant que les faisceaux juxtaposés ne commencent à se recouvrir de par leur divergence naturelle. On présente un exemple de dispositif expérimental utilisant cette méthode de combinaison en figure 1.43. On obtient grâce à cela sur la caméra une matrice de pupilles juxtaposées contenant dans chaque sous-pupille des franges d'interférences relatives au faisceau laser correspondant. En mesurant la position et le déplacement des franges on obtient, à l'aide de traitement d'image, la différence de phase entre les voies à combiner et l'oscillateur maître. Cette différence peut alors être compensée à l'aide de modulateurs de phase. Il a été possible grâce à cette technique de combiner 64 fibres [95].

Il est nécessaire cependant d'avoir des faisceaux faiblement divergents afin de ne pas avoir de recouvrement des différentes franges d'interférences entre elles, ce qui impose de se placer relativement proche de la sortie des sources laser. De plus la caméra qui récolte cette matrice d'interférences se doit d'être suffisamment grande pour visualiser l'ensemble de la matrice ainsi que d'avoir une résolution permettant d'observer leur déplacement avec une précision suffisante. Ces deux contraintes peuvent ainsi amener à un temps de lecture augmenté auquel vient se rajouter le temps de traitement de l'image pour interpréter les déplacements des franges.

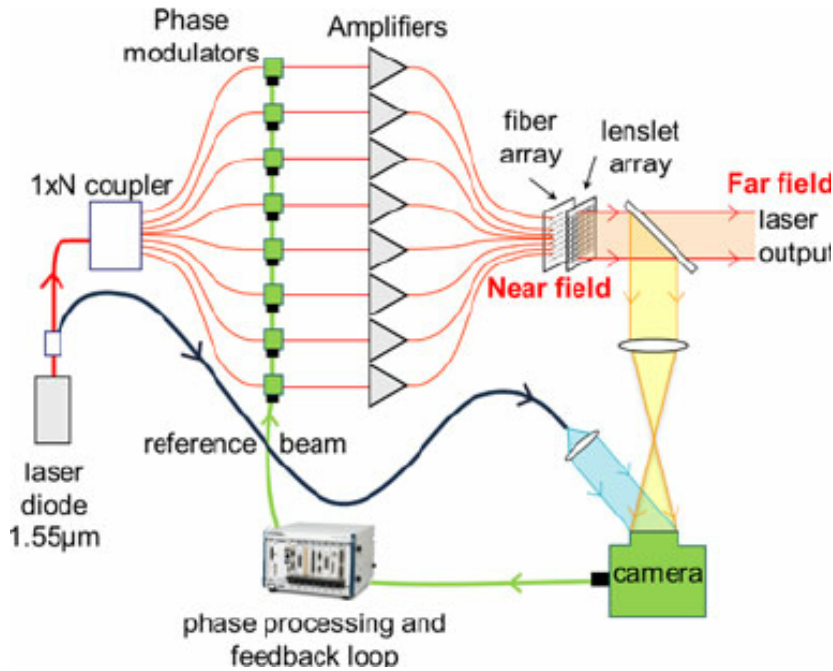


FIGURE 1.43 – Schéma d'un dispositif expérimental de combinaison cohérente par analyse collective de phase [96]. © 2014 IEEE

Plutôt que d'exploiter la vision en champ proche, il est aussi envisageable d'utiliser la puissance rétrodiffusée par la cible et essayer de la maximiser. C'est sur ce principe que repose la méthode d'optimisation itérative de la phase, à l'aide d'un algorithme sensiblement identique au type de boucle utilisé en optique adaptative pour contrôler des miroirs déformables. Il s'agit donc de changer successivement toutes les consignes des modulateurs de phases pour évaluer le nouvel état d'interférence obtenu et de l'optimiser itérativement. Le temps de convergence de ce processus dépend du nombre de sources à combiner ainsi que l'amplitude du changement appliqué aux modulateurs de phase. L'algorithme le plus fréquemment utilisé pour cette méthode de combinaison est l'algorithme SPGD (pour *Stochastic Parallel Gradient Descent*), avec des propositions récentes d'amélioration pour augmenter la vitesse de convergence [97, 98].

Les récentes recherches menées dans le domaine des réseaux de neurones et en apprentissage profond (*deep learning*) profitent aussi à la combinaison cohérente, notamment sur les boucles de rétroaction [99]. Il a ainsi été démontré une vitesse de convergence plus rapide en utilisant un réseau de neurones que l'algorithme SPGD pour la combinaison de 81 sources laser [100]. Des essais avec l'utilisation de masques de phase ont aussi pu être réalisés pour la combinaison de 100 sources [101].

Une des principales limitations de la technique de diffusion itérative de l'erreur est l'incertitude que présente la maximisation de la puissance dans le lobe centrale de la figure d'interférence. En effet il n'est pas possible de discriminer l'impact d'une

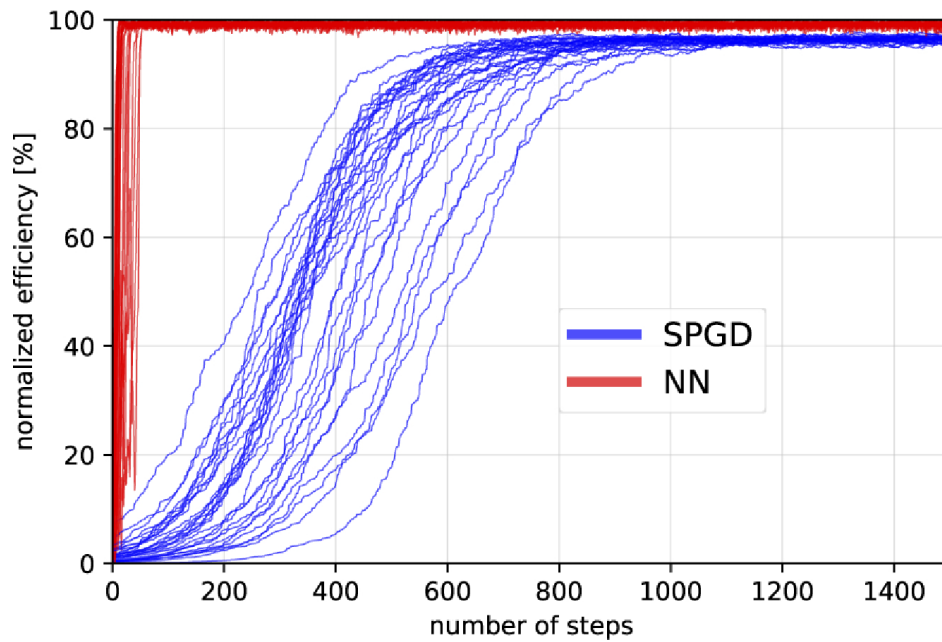


FIGURE 1.44 – Nombre d'étapes itératives pour maximiser l'efficacité de combinaison en utilisant un algorithme SPGD (*Stochastic Parallel Gradient Descent*) contre un réseau de neurones (NN) pour la combinaison cohérente de 81 sources, et ce pour 30 essais [100].

fluctuation de phase de celui d'une fluctuation de puissance d'un des lasers combinés. Cette méthode est donc moins précise qu'une mesure de phase directe.

Une dernière méthode utilisable dans le domaine de la combinaison cohérente repose sur un marquage en fréquence des sources à combiner. Il s'agit de moduler la phase de chacune des voies de manière sinusoïdale à une fréquence spécifique. Il est alors possible à l'aide d'une détection synchrone d'obtenir un signal d'erreur dépendant de l'écart de phase entre la voie concernée et une voie de référence dont la phase est laissée librement fluctuante. Ce signal d'erreur est ensuite corrigé à l'aide d'un asservissement PID (Proportionnel Intégral Dérivé) pour assurer la mise en phase de la totalité des voies. Ce processus a l'avantage d'être totalement parallélisé, c'est-à-dire que tout le processus d'ajustement de la phase se fait sur toutes les voies en même temps et peut opérer même si les faisceaux laser ont commencé à se recouvrir par leur divergence.

Le record actuel de puissance atteint à l'aide de cette méthode est de 1,4 kW obtenus en combinant 16 amplificateurs [102]. Il est cependant à noter que le choix des fréquences de marquage dans ce procédé ne doit pas être arbitraire. En effet elles doivent être suffisamment espacées pour éviter un mélange d'informations entre les voies. C'est cette contrainte qui impose le nombre maximal de sources combinables, qui s'évalue tout de même à plusieurs centaines voire plusieurs milliers selon la vitesse des électroniques employées [103].

1.4 Combinaison de convertisseurs de fréquences

Si l'on souhaite pouvoir augmenter la puissance obtenue en sortie d'un convertisseur de fréquence (OPO ou DFG), il est possible de mettre en oeuvre la méthode de combinaison cohérente par marquage en fréquence.

Grâce à une relation de phase qui existe entre les différentes ondes en présence dans

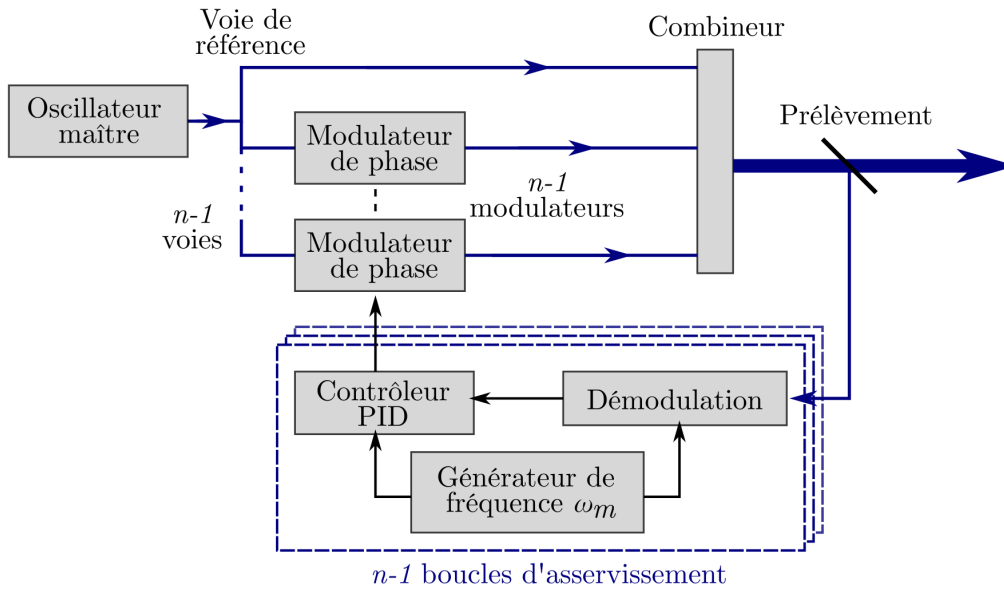


FIGURE 1.45 – Schéma du principe de fonctionnement de la combinaison cohérente par marquage en fréquence.

le processus et dont nous détaillerons plus en détail l'origine dans le chapitre suivant,

$$\varphi_{\text{complémentaire}} = \varphi_{\text{pompe}} - \varphi_{\text{signal}} \quad (1.2)$$

il est même possible d'utiliser des composants fibrés matures fonctionnant à dans le proche infrarouge pour le contrôle de la phase.

1.4.1 Combinaison de génération de seconde harmonique

La possibilité d'utiliser ce genre de relation de phase a été dans un premier temps démontrée pour la combinaison de génération de seconde harmonique. Dans le cas d'un accord de phase de type I, seulement deux phases sont à considérer : celle de l'onde fondamentale et celle de l'onde harmonique. Cela amène à une relation linéaire entre les phases, beaucoup plus simple que l'équation 1.2 :

$$\varphi_{2\omega} = 2\varphi_{\omega} \quad (1.3)$$

La démonstration expérimentale de combinaison de génération de seconde harmonique par marquage en fréquence a ainsi pu être démontrée en contrôlant la phase de l'onde harmonique via la phase de l'onde fondamentale dans un milieu biréfringent et en quasi-accord de phase [105, 104]. On peut dans ce cas utiliser des modulateurs de phase électro-optiques à la longueur d'onde fondamentale qui est celle de lasers à fibres « standard » à 1,064 μm ou 1,55 μm .

La combinaison cohérente de différence de fréquences, afin d'obtenir un rayonnement dans le moyen infrarouge, a été réalisée pour la première fois récemment [106]. Nous aborderons cette démonstration dans un chapitre suivant car les méthodes à employer pour la combinaison d'OPO sont semblables, les deux processus non linéaires étant équivalents. L'objectif de la thèse sera ainsi d'étendre le contrôle de la phase des ondes fondamentales (ou de pompe) à la combinaison d'OPO dont la réalisation théorique a été explicité il y a peu [107].

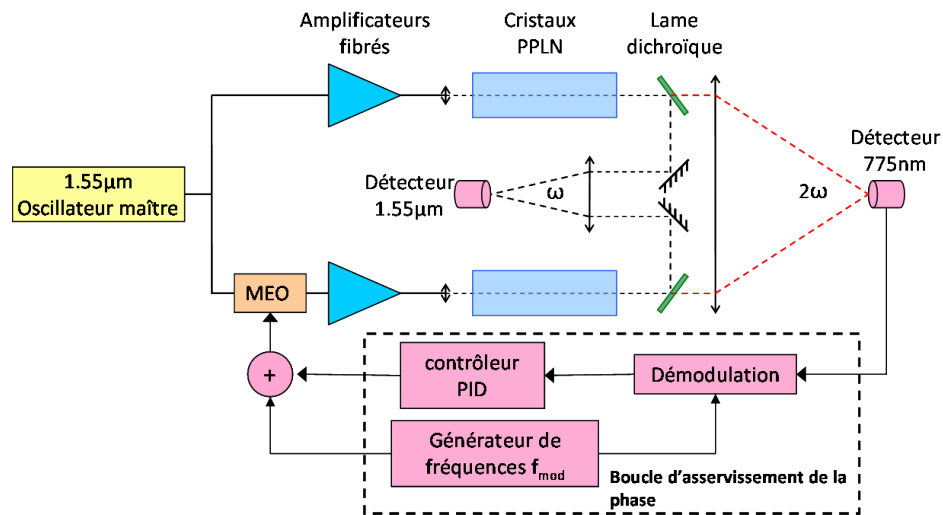


FIGURE 1.46 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la combinaison cohérente de génération de seconde harmonique par marquage en fréquence sur l'onde fondamentale [104].

1.5 Conclusion

Nous avons pu voir au cours de ce chapitre les différents intérêts qu'il y a à développer des sources laser émettant dans le moyen infrarouge. Par la présence de raies d'absorption de certaines molécules couplée à une transparence aux principaux gaz constituant l'atmosphère, les applications spectroscopiques ou de télécommunications sont nombreuses. Il est possible aussi de tirer avantage d'autres longueurs d'onde afin de développer des applications pour le domaine biomédical.

Les moyens d'obtenir des émissions dans cette plage de longueurs d'onde sont nombreux et accessibles à l'aide de différents types de laser : solide, à gaz, fibré, etc. La conversion de fréquence permet une grande accordabilité pour les applications explicitées plus haut, mais la puissance accessible est limitée par l'efficacité de conversion ou l'endommagement des milieux non linéaire.

Ainsi nous avons exploré les diverses méthodes de combinaison de laser afin d'augmenter la puissance disponible. Nous nous sommes attardés sur la combinaison cohérente car nous souhaitons gagner en puissance tout en conservant les propriétés spectrales de nos sources laser.

La combinaison cohérente par marquage en fréquence est une technique compatible avec l'utilisation de convertisseur de fréquence comme il l'a été démontré pour la génération de seconde harmonique et la différence de fréquence. Puisque nous souhaitons augmenter la puissance obtenue dans le moyen infrarouge, il est nécessaire d'étendre cette démonstration à l'utilisation des OPO. Nous verrons après quelques éléments de théorie sur l'optique non linéaire et le marquage en fréquence, une preuve expérimentale de la relation de phase intrinsèque au processus de différence de fréquence utilisable pour réaliser une combinaison cohérente et qu'il est possible de mettre à contribution pour le cas des OPO. À la suite de cela, nous nous attarderons à évaluer la faisabilité de cavités OPO sur notre banc de combinaison à l'aide des optiques à notre disposition pour ensuite essayer de les combiner. Nous terminerons sur une discussion relative à la stabilité en fréquence des OPO et des manières possibles de finaliser leur combinaison.

Éléments de théorie de l'optique non linéaire et de la combinaison cohérente

Sommaire

2.1	Notations et définitions	41
2.2	Équation de propagation en régime linéaire	42
2.3	Relation constitutive en optique non linéaire	43
2.3.1	Formulation générale	43
2.3.2	Hypothèses simplificatrices	44
2.4	Équations aux amplitudes couplées	45
2.4.1	Approximation de l'enveloppe lentement variable	45
2.4.2	Interaction à trois ondes	46
2.5	Application à la différence de fréquences	48
2.5.1	Hors accord de phase	48
2.5.2	Accord de phase	49
2.5.3	Quasi-accord de phase	49
2.6	Amplification paramétrique	50
2.6.1	Accord de phase $\Delta k = 0$	51
2.6.2	Non accord de phase $\Delta k \neq 0$	52
2.6.3	Quasi-accord de phase	54
2.7	Cas de l'oscillateur paramétrique optique	55
2.7.1	Accord de phase et gain paramétrique	55
2.7.2	Seuil d'un oscillateur paramétrique optique simplement résonnant	56
2.8	Approche théorique de la mise en phase de faisceaux par marquage en fréquence	57
2.8.1	Étude du cas à deux ondes à combiner	57
2.8.2	Généralisation pour n voies à combiner	60
2.9	Application à la combinaison de convertisseur de fréquences	61
2.10	Conclusion	62

2.1 Notations et définitions

- $\vec{\mathcal{E}}$, $\vec{\mathcal{H}}$, $\vec{\mathcal{D}}$, $\vec{\mathcal{B}}$, $\vec{\mathcal{P}}$: vecteurs champ électrique, champ magnétique, déplacement électrique, induction magnétique et polarisation réels.

- \vec{E} , \vec{H} , \vec{D} , \vec{B} , \vec{P} : vecteurs champ électrique, champ magnétique, déplacement électrique, induction magnétique et polarisation complexes.
- " \cdot , $:$, \cdot " : produit contracté
- \times : produit vectoriel
- \otimes : produit tensoriel
- $\chi^{(n)}$: tenseur de rang $n + 1$.

2.2 Équation de propagation en régime linéaire

Le domaine d'étude dans lequel nous nous plaçons est régi par les lois de l'électromagnétisme. Il s'agit du couplage entre le champ électrique de la lumière $\vec{\mathcal{E}}$ et la polarisation qui en est induite $\vec{\mathcal{P}}$. L'application d'un champ électrique sur un atome, et plus particulièrement sur les électrons de valence, va créer un moment dipolaire dont résulte une polarisation, d'où le terme "induite". On va alors avoir un couplage entre le champ électrique de la lumière et le champ électrique des électrons de valence tel que $\vec{\mathcal{P}}_{macro} = \Sigma \vec{\mathcal{P}}_{micro}$. On a une des deux relations constitutives de l'électromagnétisme, celle relative aux grandeurs électriques, à savoir :

$$\vec{\mathcal{P}} = f(\vec{\mathcal{E}}) \quad (2.1)$$

Dans le cas de faibles intensités, lorsqu'on a notamment $||\vec{\mathcal{E}}_{opt}|| < 10^{-5} ||\vec{\mathcal{E}}_{val}||$, la relation qui lie la polarisation au champ électrique est linéaire, et on a dans un milieu matériel :

$$\vec{\mathcal{P}} = \varepsilon_0 \chi \vec{\mathcal{E}} \quad (2.2)$$

avec $\varepsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} F.m^{-1}$ définie comme la permittivité diélectrique du vide, et χ la susceptibilité électrique. Une autre grandeur utile est le déplacement électrique, défini par :

$$\vec{\mathcal{D}} = \varepsilon_0 \vec{\mathcal{E}} + \vec{\mathcal{P}} \quad (2.3)$$

qui peut être remanié en introduisant la relation linéaire entre $\vec{\mathcal{P}}$ et $\vec{\mathcal{E}}$:

$$\vec{\mathcal{D}} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{\mathcal{E}} \quad (2.4)$$

où $1 + \chi = \varepsilon_r$ est la permittivité relative. Cette dénomination vient du fait qu'on peut aussi l'écrire sous la forme du rapport entre la permittivité du milieu en question et celle du vide, à savoir $\varepsilon_r = \varepsilon/\varepsilon_0$.

Pour pouvoir étudier l'interaction entre une onde électromagnétique et un milieu, il nous faut établir l'équation de propagation de cette onde. Pour ce faire, il nous faut partir des équations de Maxwell. En nous plaçant dans un milieu non conducteur et non magnétique ($\vec{\mathcal{B}} = \mu_0 \vec{\mathcal{H}}$, soit $\mu_r = 1$), ces dernières peuvent s'écrire :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{E}} = -\frac{\partial \vec{\mathcal{B}}}{\partial t} \quad (2.5)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{H}} = -\frac{\partial \vec{\mathcal{D}}}{\partial t} \quad (2.6)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{D}} = 0 \quad (2.7)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{B}} = 0 \quad (2.8)$$

Les termes $\vec{\mathcal{E}}$ et $\vec{\mathcal{H}}$ sont relatifs à la lumière rayonnée tandis que $\vec{\mathcal{B}}$ et $\vec{\mathcal{D}}$ le sont à la matière excitée, de telle sorte qu'un couple $(\vec{\mathcal{E}}, \vec{\mathcal{H}})$ va générer, en excitant la matière sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde, un couple $(\vec{\mathcal{D}}, \vec{\mathcal{B}})$ qui lui-même va rayonner une onde excitée qui est caractérisée par un couple $(\vec{\mathcal{E}}, \vec{\mathcal{H}})$.

On souhaite connaître le champ $\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t)$. On établit alors l'équation de propagation de la lumière en prenant le rotationnel de l'équation 2.5 :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{E}} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{B}} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{H}} = -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{\mathcal{D}}$$

En se rappelant que $\vec{\mathcal{D}} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{\mathcal{E}}$, on obtient l'équation de propagation en régime linéaire :

$$\boxed{\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{E}} + \frac{\varepsilon_r}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{E}}}{\partial t^2} = \vec{0}} \quad (2.9)$$

2.3 Relation constitutive en optique non linéaire

2.3.1 Formulation générale

Dès lors que l'intensité des ondes en présence augmente suffisamment, dépassant un certain seuil (de l'ordre de 0,25 MW.cm⁻²), on voit apparaître un couplage fort entre le champ électrique de la lumière et celui de la matière tel que :

$$\chi = \chi^{(1)} + \chi^{(2)} \cdot \vec{\mathcal{E}} + \chi^{(3)} : \vec{\mathcal{E}} \otimes \vec{\mathcal{E}} + \dots \quad (2.10)$$

On peut alors écrire la polarisation en un développement en série de Taylor en puissance du champ électrique de la lumière. Ainsi :

$$\vec{\mathcal{P}} = \varepsilon_0 \chi \vec{\mathcal{E}} = \varepsilon_0 \left[\chi^{(1)} + \chi^{(2)} \cdot \vec{\mathcal{E}} + \chi^{(3)} : \vec{\mathcal{E}} \otimes \vec{\mathcal{E}} + \dots \right] \cdot \vec{\mathcal{E}} \quad (2.11)$$

ce qui nous donne l'équation constitutive de l'optique non linéaire. En effet, la relation entre $\vec{\mathcal{P}}$ et $\vec{\mathcal{E}}$ n'est plus linéaire :

$$\vec{\mathcal{P}} = \varepsilon_0 \left[\chi^{(1)} \cdot \vec{\mathcal{E}} + \chi^{(2)} : \vec{\mathcal{E}} \otimes \vec{\mathcal{E}} + \chi^{(3)} : \vec{\mathcal{E}} \otimes \vec{\mathcal{E}} \otimes \vec{\mathcal{E}} + \dots \right] \quad (2.12)$$

On peut écrire la polarisation induite sous la forme :

$$\vec{\mathcal{P}} = \underbrace{\vec{\mathcal{P}}^{(1)}}_{\substack{\text{polarisation induite du 1er ordre} \\ = \text{polarisation induite linéaire}}} + \underbrace{\vec{\mathcal{P}}^{(2)}}_{\substack{\text{polarisation induite du 2ème ordre} \\ = \text{polarisation induite quadratique}}} + \underbrace{\vec{\mathcal{P}}^{(3)}}_{\substack{\text{polarisation induite du 3ème ordre} \\ = \text{polarisation induite cubique}}} + \dots$$

On peut aussi réécrire le vecteur déplacement électrique $\vec{\mathcal{D}}$ comme suit :

$$\vec{\mathcal{D}} = \varepsilon_0 \vec{\mathcal{E}} + \vec{\mathcal{P}} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{\mathcal{E}} + \vec{\mathcal{P}}^{(2)} + \vec{\mathcal{P}}^{(3)} + \dots \quad (2.13)$$

Ceci va ainsi nous donner une nouvelle équation de propagation, puisqu'en repartant

de l'équation 2.5, on obtient :

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{E}} &= -\frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{B}} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{H}} = -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{\mathcal{D}} \\ &= -\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{E}}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{P}}^{(2)}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{P}}^{(3)}}{\partial t^2} - \dots\end{aligned}$$

Soit :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{E}} + \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{E}}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{P}}^{(2)}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{P}}^{(3)}}{\partial t^2} - \dots \quad (2.14)$$

Ou :

$$\boxed{\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{E}} + \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{E}}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{P}}^{NL}}{\partial t^2}} \quad (2.15)$$

où NL signifie *Non Linéaire*. On remarque que l'équation ci-dessus est identique à l'équation 2.9 à la différence que le terme de droite est non-nul. Il agit en effet comme un terme source.

2.3.2 Hypothèses simplificatrices

On a jusqu'ici travaillé avec des champs réels. Or une impulsion lumineuse est composée d'un continuum spectral. Pour une impulsion courte, on a un spectre large (l'exemple du laser saphir-titane avec des impulsions de 80 fs donne des spectres larges de 0,7 à 1 μm). La transformée de Fourier va nous permettre d'établir un lien entre le paquet d'onde $\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t)$ et le spectre $\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, \omega)$ avec $\omega = 2\pi c/\lambda = 2\pi\nu$. On décompose ainsi le champ en ondes monochromatiques.

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, \omega) e^{-j\omega t} d\omega \\ \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, \tau) e^{j\omega\tau} d\tau \end{array} \right. \quad (2.16)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, \omega) e^{-j\omega t} d\omega \\ \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, \tau) e^{j\omega\tau} d\tau \end{array} \right. \quad (2.17)$$

Ceci va nous permettre d'aborder l'équation de propagation de manière plus simple. On introduira ensuite le champ complexe en notant :

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, \omega) = \frac{1}{2} \left(\vec{E}(\vec{r}, \omega) + c.c. \right) \quad (2.18)$$

avec c.c. pour complexe conjugué. En reprenant les équations de Maxwell 2.5 et 2.6, on peut les écrire sous une nouvelle forme :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, \omega) = j\omega \vec{B}(\vec{r}, \omega) \quad (2.19)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, \omega) = -j\omega \vec{D}(\vec{r}, \omega) \quad (2.20)$$

avec

$$\vec{B}(\vec{r}, \omega) = \mu_0 \vec{H}(\vec{r}, \omega) \quad (2.21)$$

$$\vec{D}(\vec{r}, \omega) = \varepsilon_0 \chi(\omega) \cdot \vec{E}(\vec{r}, \omega) \quad (2.22)$$

On peut dès lors réécrire les composantes du vecteur déplacement électrique de la manière suivante :

$$\vec{D}(\vec{r}, \omega) = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}(\vec{r}, \omega) + \vec{P}^{(2)}(\vec{r}, \omega) + \vec{P}^{(3)}(\vec{r}, \omega) + \dots \quad (2.23)$$

avec

$$\vec{P}^{(2)}(\vec{r}, \omega) = \varepsilon_0 \chi^{(2)}(\omega = \omega_a \pm \omega_b) : \vec{E}(\vec{r}, \omega_a) \otimes \vec{E}(\vec{r}, \pm \omega_b) \quad (2.24)$$

$$\vec{P}^{(3)}(\vec{r}, \omega) = \varepsilon_0 \chi^{(3)}(\omega = \omega_c \pm \omega_d \pm \omega_e) : \vec{E}(\vec{r}, \omega_c) \otimes \vec{E}(\vec{r}, \pm \omega_d) \otimes \vec{E}(\vec{r}, \pm \omega_e) \quad (2.25)$$

...

où $\omega_{a\dots e}$ correspondent aux ondes en présence. On peut résumer l'expression de $\vec{D}(\vec{r}, \omega)$ sous la forme :

$$\vec{D}(\vec{r}, \omega) = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}(\vec{r}, \omega) + \vec{P}^{NL}(\vec{r}, \omega) \quad (2.26)$$

2.4 Équations aux amplitudes couplées

Il nous est possible maintenant d'obtenir un ensemble d'équations différentielles afin de prédire l'évolution des amplitudes des ondes en présence lors d'un processus non linéaire. On se place dans un milieu diélectrique et non magnétique qui présente une susceptibilité non linéaire d'ordre 2, i.e. non centrosymétrique. Pour ce faire, on applique l'équation 2.15 à la composante de Fourier complexe du champ électrique, pour obtenir :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, \omega) = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r(\omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega) + \omega^2 \mu_0 \vec{P}^{NL}(\vec{r}, \omega) \quad (2.27)$$

Le double rotationnel peut aussi s'écrire $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, \omega) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}, \omega)) - \Delta \vec{E}(\vec{r}, \omega)$. Le terme $\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}, \omega))$ n'est pas nécessairement nul, puisque d'après les équations de Maxwell on a seulement la certitude d'avoir $\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r}, \omega) = 0$ dans notre cas. Or $\vec{D}(\vec{r}, \omega) = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}(\vec{r}, \omega)$, ainsi la divergence ne peut être nulle que si on fait l'hypothèse d'avoir des variations suffisamment faibles de ε_r dans le milieu pour les considérer nulles. Cela revient à négliger l'effet de double réfraction (de l'ordre de quelques degrés seulement), ce que nous ferons dans la suite de ce traitement. On obtient ainsi l'équation de propagation appliquée à une composante de Fourier complexe du champ électrique, aussi appelée équation de Helmholtz non linéaire à savoir :

$$\Delta \vec{E}(\vec{r}, \omega) + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r(\omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega) + \omega^2 \mu_0 \vec{P}^{NL}(\vec{r}, \omega) = \vec{0} \quad (2.28)$$

On sait que l'onde plane est solution de l'équation de dispersion. Si on considère une onde monochromatique se propageant suivant l'axe z du repère (x, y, z) et polarisée rectilignement, on a :

$$\vec{E}(z, \omega) = A(z) e^{-j(\omega t - k(\omega)z)} \vec{e}(\omega) \quad (2.29)$$

avec $k = \omega n(\omega)/c$, $\vec{e}(\omega)$ le vecteur unitaire indiquant la direction du champ dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation et $A(z)$ l'amplitude complexe du champ. Cette dernière peut se décomposer pour faire ressortir sa phase continue, ce qui nous sera utile par la suite de telle sorte que $A(z) = |A(z)| e^{j\varphi(z)}$. Ainsi :

$$\vec{E}(z, \omega) = |A(z)| e^{j\varphi(z)} e^{-j(\omega t - k(\omega)z)} \vec{e}(\omega) \quad (2.30)$$

2.4.1 Approximation de l'enveloppe lentement variable

Le laplacien qui se trouve dans l'équation 2.28 est vectoriel et peut se résumer en dérivée seconde suivant z puisque son évolution ne dépend ni de x ni de y . Elle peut

être réécrite sous la forme :

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \vec{E}(\vec{r}, \omega) + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_r(\omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega) + \omega^2 \mu_0 \vec{P}^{NL}(\vec{r}, \omega) = \vec{0} \quad (2.31)$$

Ainsi on peut évaluer ce laplacien appliqué au champ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \vec{E}(z, \omega) &= \frac{\partial^2}{\partial z^2} [A(z) e^{jk(\omega)z}] e^{-j\omega t} \vec{e}(\omega) \\ &= [-k(\omega)^2 A(z) + 2jk(\omega) \frac{\partial A(z)}{\partial z} + \frac{\partial^2 A(z)}{\partial z^2}] e^{-j(\omega t - k(\omega)z)} \vec{e}(\omega) \end{aligned}$$

On peut considérer que la variation de l'amplitude des ondes dans le milieu non absorbant est faible sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde, ce qui peut se traduire par :

$$\left| \frac{\partial^2 A(z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| k(\omega) \frac{\partial A(z)}{\partial z} \right| \quad (2.32)$$

Ceci nous permet de négliger le terme de dérivée seconde. En réinjectant et en arrêtant le développement de Taylor de la polarisation induite à son terme quadratique, on obtient :

$$2jk(\omega) \frac{\partial A(z)}{\partial z} e^{jk(\omega)z} \vec{e}(\omega) + \omega^2 \mu_0 \vec{P}^{(2)} = \vec{0} \quad (2.33)$$

ou :

$$\frac{\partial A(z)}{\partial z} \vec{e}(\omega) = j \frac{\omega^2 \mu_0}{2k(\omega)} \vec{P}^{(2)} e^{-jk(\omega)z} \quad (2.34)$$

2.4.2 Interaction à trois ondes

On se place ici dans le cas d'une interaction à 3 ondes dans un cristal non linéaire que représentent les cas de génération de seconde harmonique, de différence de fréquences ainsi que de processus paramétriques. Exposons le cas général avec trois ondes à trois pulsations différentes ω_1 , ω_2 et ω_3 , avec la relation d'ordre $\omega_1 < \omega_2 < \omega_3$. Les deux ondes incidentes ont les pulsations ω_1 et ω_2 avec un vecteur d'onde associé $\vec{k}_1 = \vec{k}(\omega_1)$ et $\vec{k}_2 = \vec{k}(\omega_2)$. Elles agissent dans le cristal et créent une polarisation qui rayonne la troisième onde. La polarisation non linéaire qui nous intéresse ici est non nulle du fait que le cristal est non centrosymétrique. On notera par la suite $\vec{P}^{(2)}(z, \omega_i) = \vec{P}_i^{(2)}(z)$ la polarisation non linéaire pour $i \in \{1, 2, 3\}$. De même, on notera $\vec{e}(\omega_i) = \vec{e}_i$. On a donc les expressions suivantes :

$$\begin{cases} \vec{P}_1^{(2)}(z) = \varepsilon_0 [\chi^{(2)}(\omega_1 = \omega_3 - \omega_2) : \vec{e}_3 \otimes \vec{e}_2] A_3 A_2 e^{j(k_3 - k_2)z} & (2.35) \\ \vec{P}_2^{(2)}(z) = \varepsilon_0 [\chi^{(2)}(\omega_2 = \omega_3 - \omega_1) : \vec{e}_3 \otimes \vec{e}_1] A_3 A_1 e^{j(k_3 - k_1)z} & (2.36) \\ \vec{P}_3^{(2)}(z) = \varepsilon_0 [\chi^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2) : \vec{e}_1 \otimes \vec{e}_2] A_1 A_2 e^{j(k_1 + k_2)z} & (2.37) \end{cases}$$

Il s'agit de l'équation 2.24 appliquée à notre cas présent. On voit apparaître un complexe conjugué dû au fait que $\vec{E}(\vec{r}, -\omega) = \vec{E}^*(\vec{r}, \omega)$. Si on remplace les expressions obtenues pour la polarisation quadratique dans l'équation 2.34, on obtient en projetant

suivant les directions \vec{e}_i , $i \in \{1, 2, 3\}$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial A_1(z)}{\partial z} = j \frac{\omega_1^2 \mu_0}{2k_1} \vec{e}_1 \varepsilon_0 \left[\chi^{(2)}(\omega_1 = \omega_3 - \omega_2) : \vec{e}_3 \otimes \vec{e}_2 \right] A_3 A_2^* e^{j(k_3 - k_2)z} e^{-jk_1 z} \end{array} \right. \quad (2.38)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial A_2(z)}{\partial z} = j \frac{\omega_2^2 \mu_0}{2k_2} \vec{e}_2 \varepsilon_0 \left[\chi^{(2)}(\omega_2 = \omega_3 - \omega_1) : \vec{e}_3 \otimes \vec{e}_1 \right] A_3 A_1^* e^{j(k_3 - k_1)z} e^{-jk_2 z} \end{array} \right. \quad (2.39)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial A_3(z)}{\partial z} = j \frac{\omega_3^2 \mu_0}{2k_3} \vec{e}_3 \varepsilon_0 \left[\chi^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2) : \vec{e}_1 \otimes \vec{e}_2 \right] A_1 A_2 e^{j(k_1 + k_2)z} e^{-jk_3 z} \end{array} \right. \quad (2.40)$$

Pour simplifier la notation, on va par la suite poser :

$$\beta_1 = \vec{e}_1 \left[\chi^{(2)}(\omega_1 = \omega_3 - \omega_2) : \vec{e}_3 \otimes \vec{e}_2 \right] \quad (2.41)$$

$$= \sum_{ijk} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_1 = \omega_3 - \omega_2) e_{1i} e_{3j} e_{2k} \quad (2.42)$$

De même :

$$\beta_2 = \sum_{kji} \chi_{kji}^{(2)}(\omega_2 = \omega_3 - \omega_1) e_{2k} e_{3j} e_{1i} \quad (2.43)$$

$$\beta_3 = \sum_{jik} \chi_{jik}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2) e_{3j} e_{1i} e_{2k} \quad (2.44)$$

On a supposé que l'on travaille dans un milieu non absorbant aux longueurs d'onde de travail. On peut ainsi utiliser la symétrie ABDP [108], à savoir que le tenseur $\chi^{(2)}$ est invariant par permutations concomitantes de la pulsation et de l'indice cartésien correspondant :

$$\chi_{ijk}^{(2)} = \chi_{kji}^{(2)} = \chi_{jik}^{(2)}$$

D'autre part, les produits des trois composantes cartésiennes des vecteurs unitaires des champs électriques sont commutatifs. On en déduit qu'il est possible d'avoir :

$$\beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = 2d_{\text{eff}} = \sum_{jik} \chi_{jik}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2) e_{3j} e_{1i} e_{2k} \quad (2.45)$$

On a finalement le système d'équation suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial A_1(z)}{\partial z} = j \frac{\omega_1^2}{c^2 k_1} d_{\text{eff}} A_3(z) A_2^*(z) e^{j\Delta k z} \end{array} \right. \quad (2.46)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial A_2(z)}{\partial z} = j \frac{\omega_2^2}{c^2 k_2} d_{\text{eff}} A_3(z) A_1^*(z) e^{j\Delta k z} \end{array} \right. \quad (2.47)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial A_3(z)}{\partial z} = j \frac{\omega_3^2}{c^2 k_3} d_{\text{eff}} A_1(z) A_2(z) e^{-j\Delta k z} \end{array} \right. \quad (2.48)$$

où on a posé $\Delta k = k_3 - k_1 - k_2$. Le paramètre d_{eff} est appelé le coefficient non linéaire effectif du cristal et est donc propre au matériau dans lequel l'interaction à 3 ondes a lieu. Δk représente quant à lui un déphasage spatial entre la polarisation non linéaire et le champ qu'elle rayonne. On identifie ainsi deux paramètres qui vont venir régir l'évolution des amplitudes complexes des ondes en présence (à savoir d_{eff} et Δk). On peut distinguer a priori deux cas : soit $\Delta k = 0$, on dira alors qu'on est en accord de phase, soit $\Delta k \neq 0$ et alors on parle de non accord de phase ou aussi de désaccord de phase.

2.5 Application à la différence de fréquences

Appliquons désormais ces résultats au cas de la différence de fréquences afin d'obtenir une évolution théorique de l'intensité de l'onde complémentaire lors de ce processus. Considérons dans un premier temps que l'on injecte dans un cristal non linéaire deux ondes ω_p et ω_s afin d'obtenir une onde de pulsation ω_c , respectivement pompe, signal et complémentaire avec $\omega_c = \omega_p - \omega_s$.

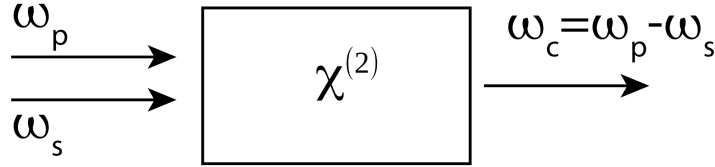


FIGURE 2.1 – Schéma du processus de différence de fréquences.

Considérons dans un premier temps que le pompage et l'injection du signal se font à puissance constante. Cela est typiquement le cas lorsqu'on se place dans l'approximation de la pompe non dépeuplée, à savoir que le rapport d'intensité de l'onde émise sur l'intensité des ondes incidentes sur le cristal entraînant la génération de cette dernière est faible. On peut alors supposer que leur intensité est constante et qu'ainsi leur dérivée est nulle et donc $A_s(z) = A_s(0) = A_s$ et $A_p(z) = A_p(0) = A_p$. On se retrouve alors avec :

$$\frac{\partial A_c(z)}{\partial z} = j \frac{\omega_c^2}{c^2 k_c} d_{\text{eff}} A_p A_s^* e^{j\Delta k z} \quad (2.49)$$

Nous allons ici distinguer les deux cas exposés précédemment concernant le terme en $\Delta k = k_p - k_c - k_s$.

2.5.1 Hors accord de phase

Lorsque nous avons $\Delta k \neq 0$, l'équation 2.49 se résout en intégrant suivant z . Ainsi on obtient la formulation suivante :

$$A_c(z) = j \frac{\omega_c^2}{c^2 k_c} d_{\text{eff}} A_p A_s^* \frac{\sin(\Delta k z / 2)}{\Delta k / 2} e^{j\Delta k z / 2} \quad (2.50)$$

Lorsqu'on s'intéresse à l'intensité à laquelle cela correspond on remarque qu'elle est proportionnelle à :

$$I_c(z) = \frac{1}{2} \frac{k_c}{\mu_0 \omega_c} \|E_c(z)\|^2 \propto d_{\text{eff}}^2 I_p(0) I_s(0) \frac{4}{\Delta k^2} \sin^2\left(\frac{\Delta k z}{2}\right) \quad (2.51)$$

On retrouve un terme d'interférence entre la polarisation non linéaire à ω_c et le champ qu'elle rayonne à ω_c . On voit qu'en condition de désaccord de phase, on a une dépendance en \sin^2 de l'intensité du champ, ce qui résulte de la succession d'interférences constructives et destructives, avec une longueur caractéristique $l_c = \frac{\pi}{\Delta k}$ et qui implique un faible rendement de conversion. Le désaccord de phase est donc à éviter si on s'intéresse aux forts rendements de conversion.

2.5.2 Accord de phase

La condition d'accord de phase donne une autre expression et évolution de l'intensité. En effet lorsque x tend vers 0, il est possible de faire l'approximation $\sin x \approx x$. Ainsi on obtient :

$$I_c(z) \propto d_{\text{eff}}^2 I_p(0) I_s(0) \frac{4}{\Delta k^2} \left(\frac{\Delta k z}{2} \right)^2 = d_{\text{eff}}^2 I_p(0) I_s(0) z^2 \quad (2.52)$$

On a alors une dépendance quadratique extrêmement favorable. À l'accord de phase, on a un échange d'énergie efficace de l'onde pompe vers les ondes signal et complémentaire dans le matériau non linéaire. C'est cette condition qui nous intéresse pour observer de la différence de fréquences. C'est notamment dans ce cas précis qu'ont été mis en évidence les premiers cas de conversion de fréquences comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent. La condition d'accord de phase pouvant aussi s'écrire $n_p \omega_p = n_s \omega_s + n_c \omega_c$, l'utilisation de matériaux biréfringents s'était alors imposée afin de compenser la dispersion chromatique.

Cependant cette méthode est limitée par plusieurs facteurs, en premier lieu par le fait qu'il faille utiliser un matériau biréfringent, ce qui prive d'autres matériaux qui possèdent des coefficients non linéaires plus importants (il est à rappeler le terme en d_{eff}^2 dans l'équation 2.52). A cela se rajoute l'orientation du cristal qui parfois n'est pas celle qui optimise ce coefficient.

Pour pallier ce problème, dans le cas du désaccord de phase, si on est capable d'appliquer un déphasage de $\pm\pi$ au bout de chaque longueur de cohérence l_c , cela permet de remettre $\vec{P}_c^{(2)}$ et \vec{E}_c en phase. C'est ce qu'on appelle le quasi-accord de phase.

2.5.3 Quasi-accord de phase

Il existe donc une manière de forcer ce déphasage en bout de longueur de cohérence, en inversant le signe du coefficient effectif d_{eff} . En effet, lorsque $z \in [0, l_c]$, on a :

$$\vec{P}_c^{(2)}(z) = \varepsilon_0 \left[\chi^{(2)}(\omega_c = \omega_p - \omega_s) : \vec{e}_p \otimes \vec{e}_s \right] E_p(z) E_s^*(z) e^{j(k_p - k_s)z} \quad (2.53)$$

et de $z \in [l_c, 2l_c]$:

$$\vec{P}_c^{(2)}(z) = \varepsilon_0 \left[-\chi^{(2)}(\omega_c = \omega_p - \omega_s) : \vec{e}_p \otimes \vec{e}_s \right] E_p(z) E_s^*(z) e^{j(k_p - k_s)z} \quad (2.54)$$

or on sait que $-1 = e^{\pm j\pi}$, ainsi dans la deuxième domaine on a :

$$\vec{P}_c^{(2)}(z) = \varepsilon_0 \left[\chi^{(2)}(\omega_c = \omega_p - \omega_s) : \vec{e}_p \otimes \vec{e}_s \right] E_p(z) E_s^*(z) e^{j[(k_p - k_s)z \pm \pi]} \quad (2.55)$$

ce qui permet de profiter de la partie correspondant aux interférences constructives sur chaque domaine du cas hors accord de phase. Les trois cas discutés sont résumés dans la figure 2.2. On est capable grâce au quasi-accord de phase d'avoir accès à des coefficients effectifs plus importants et ainsi d'obtenir de meilleurs rendements.

Si on considère Λ la période d'inversion de domaine de polarité du matériaux et donc la fréquence spatiale fondamentale $K_g = 2\pi/\Lambda$, on peut écrire la susceptibilité non linéaire suivant une série de Fourier :

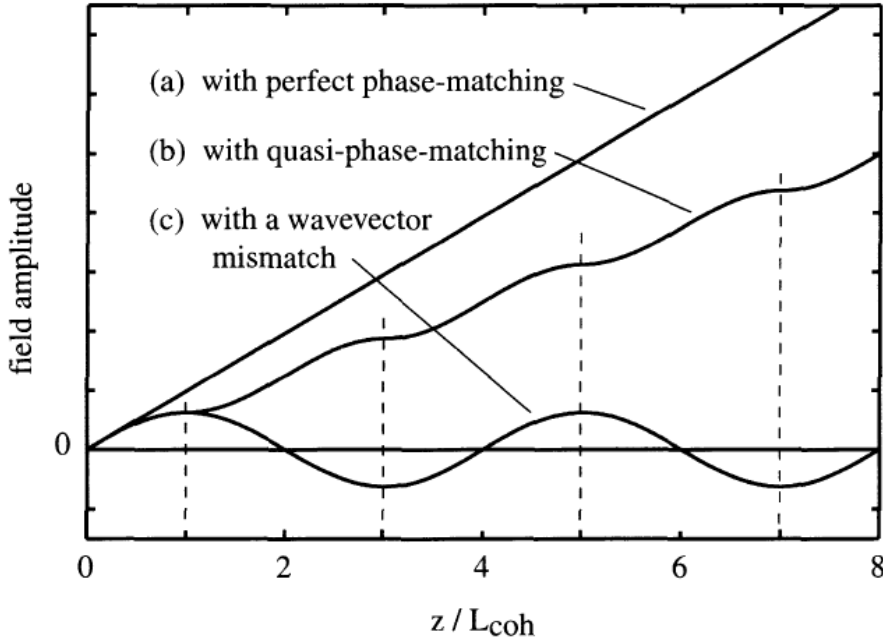


FIGURE 2.2 – Comparaison de l’amplitude du champ de l’onde complémentaire dans le cas (a) de l’accord de phase parfait, (b) du quasi-accord de phase et (c) hors accord de phase [109].

$$d(z) = \sum_m d_m e^{iK_m z} \quad (2.56)$$

où $K_m = mK_g$ et d_m correspondent aux coefficients de Fourier. On obtient alors une nouvelle relation sur les vecteurs d’onde qui expriment l’accord de phase à savoir $\Delta k' = k_p - k_s - k_i - mK_g$. Ainsi pour une répartition qui varie entre $+d_{\text{eff}}$ et $-d_{\text{eff}}$ en créneau avec un rapport cyclique D , on peut écrire :

$$d_m = \frac{2d_{\text{eff}} \sin(m\pi D)}{m\pi} \quad (2.57)$$

De par leur fabrication les premiers ordres sont maximisés ce qui signifie que le coefficient non linéaire maximal d’un matériau est alors multiplié par $2/\pi$ [110, 111].

Ce cas permet aussi, en sélectionnant des longueurs de cohérences adéquates, d’obtenir une grande accordabilité en longueur d’onde puisque le couple d’onde signal et complémentaire qu’il est possible d’obtenir va dépendre en très grande majorité de la longueur du domaine d’inversion du coefficient effectif qu’on appelle aussi période d’inversion.

2.6 Amplification paramétrique

L’objectif ici est d’identifier la relation de phase entre les différentes ondes dans le processus afin de l’utiliser pour la mise en phase. Considérons désormais le cas évoqué au début de la partie précédente, mais en considérant seulement l’intensité de l’onde de pompe comme étant constante au cours du processus non linéaire, ce qui nous donne $\partial A_p(z)/\partial z = 0$. On a alors le système d’équations différentielles couplées suivant :

$$\begin{cases} \frac{dA_s(z)}{dz} = j \frac{\omega_c^2}{c^2 k_c} d_{\text{eff}} A_p(z) A_c^*(z) e^{j\Delta k z} \\ \frac{dA_c(z)}{dz} = j \frac{\omega_c^2}{c^2 k_c} d_{\text{eff}} A_p(z) A_s^*(z) e^{j\Delta k z} \end{cases} \quad (2.58)$$

$$\begin{cases} \frac{dA_s(z)}{dz} = j \frac{\omega_c^2}{c^2 k_c} d_{\text{eff}} A_p(z) A_c^*(z) e^{j\Delta k z} \\ \frac{dA_c(z)}{dz} = j \frac{\omega_c^2}{c^2 k_c} d_{\text{eff}} A_p(z) A_s^*(z) e^{j\Delta k z} \end{cases} \quad (2.59)$$

2.6.1 Accord de phase $\Delta k = 0$

On différencie par rapport à z l'équation différentielle selon A_c :

$$\frac{d}{dz} \frac{dA_c(z)}{dz} = \frac{d}{dz} j \frac{\omega_c^2}{c^2 k_c} d_{\text{eff}} A_p A_s^*(z) \quad (2.60)$$

On considère A_p comme constant et on note :

$$\kappa_i = j \frac{\omega_i^2}{c^2 k_i} d_{\text{eff}}, \quad i \in \{c, s\} \quad (2.61)$$

On obtient l'équation différentielle du second ordre suivante :

$$\frac{d^2 A_c(z)}{dz^2} = \kappa_s \kappa_c^* |A_p|^2 A_c(z) \quad (2.62)$$

Les solutions sont de la forme :

$$A_c(z) = C_1 \sinh(\sqrt{\kappa_s \kappa_c^* |A_p|^2} z) + C_2 \cosh(\sqrt{\kappa_s \kappa_c^* |A_p|^2} z) \quad (2.63)$$

On cherche à déterminer les constantes d'intégration en considérant $A_c(0)$ et $A_s(0)$ données. On réinjecte la forme de A_c dans les équations du début. On pose avant $\kappa = \sqrt{\kappa_s \kappa_c^* |A_p|^2}$.

$$C_1 \kappa \cosh(\kappa z) + C_2 \kappa \sinh(\kappa z) = \kappa_2 A_p A_s^*(z) \quad (2.64)$$

soit :

$$A_s^*(z) = \frac{C_1 \kappa}{\kappa_c A_p} \cosh(\kappa z) + \frac{C_2 \kappa}{\kappa_c A_p} \sinh(\kappa z) \quad (2.65)$$

En utilisant les conditions initiales supposées connues, on détermine les constantes d'intégration :

$$\begin{aligned} C_2 &= A_c(0) \\ C_1 &= \frac{\kappa_c A_p}{\kappa} A_s^*(0) \end{aligned}$$

Ainsi on obtient les expressions de $A_s(z)$ et $A_c(z)$:

$$\begin{cases} A_s(z) = A_s(0) \cosh(\kappa z) + \frac{\kappa}{\kappa_c^* A_p} A_c^*(0) \sinh(\kappa z) \\ A_c(z) = A_c(0) \cosh(\kappa z) + \frac{\kappa_c A_p}{\kappa} A_s^*(0) \sinh(\kappa z) \end{cases} \quad (2.66)$$

$$\begin{cases} A_s(z) = A_s(0) \cosh(\kappa z) + \frac{\kappa}{\kappa_c^* A_p} A_c^*(0) \sinh(\kappa z) \\ A_c(z) = A_c(0) \cosh(\kappa z) + \frac{\kappa_c A_p}{\kappa} A_s^*(0) \sinh(\kappa z) \end{cases} \quad (2.67)$$

Si on considère que l'on n'injecte pas d'onde complémentaire en entrée du cristal, on a $A_c(0) = 0$. Les expressions deviennent :

$$\begin{cases} A_s(z) = A_s(0) \cosh(\kappa z) & (2.68) \\ A_c(z) = \frac{\kappa_c A_p}{\kappa} A_s^*(0) \sinh(\kappa z) & (2.69) \end{cases}$$

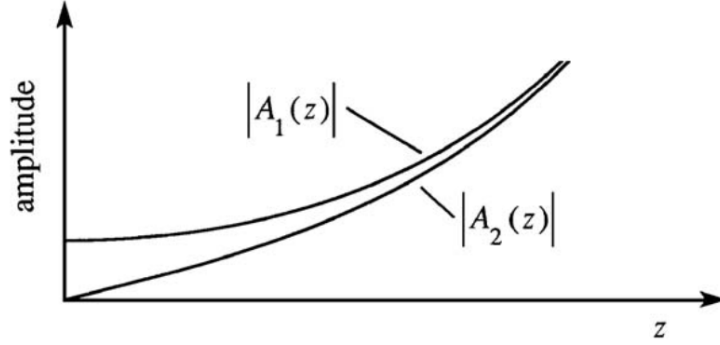


FIGURE 2.3 – Évolution de l'amplitude des ondes en présence lors du processus de différence de fréquences en considérant la pompe constante ($A_1 = A_s$, $A_2 = A_c$) [109].

On remarque qu'il s'agit bien d'une amplification de l'onde signal qui amène à la génération d'une onde complémentaire. A partir de l'équation 2.69, on peut obtenir la relation de phase entre les trois ondes en présence en entrée de cristal dans le cas de l'accord de phase parfait, à savoir :

$$\varphi_c = \varphi_p - \varphi_s + \frac{\pi}{2} \quad (2.70)$$

2.6.2 Non accord de phase $\Delta k \neq 0$

Quand on différencie par z l'évolution de A_c , le terme en exponentiel apporte un autre terme dans l'équation différentielle :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 A_c(z)}{dz^2} &= \kappa_c A_p \left[\frac{dA_s^*(z)}{dz} e^{j\Delta k z} + j\Delta k A_s^*(z) e^{j\Delta k z} \right] \\ &= \kappa_s^* \kappa_c |A_p|^2 A_c(z) + \kappa_c A_p A_s^*(z) e^{j\Delta k z} j\Delta k \end{aligned}$$

On remarque que le deuxième terme dans le membre de droite vaut $\frac{dA_c(z)}{dz} \times j\Delta k$. Finalement on obtient une équation différentielle du second ordre :

$$\frac{d^2 A_c(z)}{dz^2} - j\Delta k \frac{dA_c(z)}{dz} - \kappa_s^* \kappa_c |A_p|^2 A_c(z) = 0 \quad (2.71)$$

Le discriminant de cette équation différentielle du second ordre vaut :

$$\Delta = 4\kappa_s^* \kappa_c |A_p|^2 - \Delta k^2 \quad (2.72)$$

En posant $g = \sqrt{\frac{\Delta}{4}}$, on a le couple de racine qui vaut :

$$\begin{cases} \lambda_1 = \frac{j\Delta k}{2} + g \\ \lambda_2 = \frac{j\Delta k}{2} - g \end{cases} \quad (2.73)$$

$$\quad (2.74)$$

Et ainsi :

$$A_c(z) = C_1 e^{\lambda_1 z} + C_2 e^{\lambda_2 z} = C_1 e^{\frac{j\Delta k}{2} e^{gz}} + C_2 e^{\frac{j\Delta k}{2} e^{-gz}} \quad (2.75)$$

Pour déterminer $A_s(z)$, on réutilise les premières équations en différenciant A_c :

$$\frac{dA_c(z)}{dz} = \kappa_c A_p A_s^*(z) e^{j\Delta k z} \text{ et } \frac{dA_c(z)}{dz} = C_1 \left(\frac{j\Delta k}{2} + g \right) e^{\frac{j\Delta k}{2} e^{gz}} + C_2 \left(\frac{j\Delta k}{2} - g \right) e^{\frac{j\Delta k}{2} e^{-gz}} \quad (2.76)$$

Ce qui permet d'obtenir l'expression de $A_s(z)$:

$$A_s(z) = \frac{C_1^*}{\kappa_c^* A_p^*} \left(\frac{-j\Delta k}{2} + g \right) e^{\frac{j\Delta k z}{2} e^{gz}} + \frac{C_2^*}{\kappa_c^* A_p^*} \left(\frac{-j\Delta k}{2} - g \right) e^{\frac{j\Delta k z}{2} e^{-gz}} \quad (2.77)$$

Grâce aux expressions de A_s et A_c , il va nous être possible de déterminer les constantes C_1 et C_2 . Pour cela, nous allons supposer les conditions initiales données, et donc on a :

$$\begin{cases} A_s(0) = \frac{C_1^*}{\kappa_c^* A_p^*} \left(\frac{-j\Delta k}{2} + g \right) + \frac{C_2^*}{\kappa_c^* A_p^*} \left(\frac{-j\Delta k}{2} - g \right) \\ A_c(0) = C_1 + C_2 \end{cases} \quad (2.78)$$

$$\quad (2.79)$$

Ce qui donne finalement :

$$\begin{cases} C_1 = \frac{\kappa_c A_p}{2g} A_s^*(0) - \left(\frac{j\Delta k}{4g} - \frac{1}{2} \right) A_c(0) \\ C_2 = \left(\frac{j\Delta k}{4g} + \frac{1}{2} \right) A_c(0) - \frac{\kappa_c A_p}{2g} A_s^*(0) \end{cases} \quad (2.80)$$

$$\quad (2.81)$$

En réinjectant dans l'expression de A_c déterminée précédemment, on obtient :

$$A_c(z) = \left[A_c(0) \left(\cosh(gz) - \frac{j\Delta k}{2g} \sinh(gz) \right) + \frac{\kappa_c A_p}{g} A_s^*(0) \sinh(gz) \right] e^{\frac{j\Delta k z}{2}} \quad (2.82)$$

On vérifie bien qu'on retrouve la même expression que précédemment en ayant $A_c(0) = 0$.

La relation de phase est alors :

$$\varphi_c = \frac{\pi}{2} + \varphi_p - \varphi_s + \frac{\Delta k z}{2} \quad (2.83)$$

En suivant le même raisonnement en partant de $\frac{d^2 A_s(z)}{dz^2}$, on peut déterminer l'expression de A_s :

$$A_s(z) = \left[A_s(0) \left(\cosh(gz) - \frac{j\Delta k}{2g} \sinh(gz) \right) + \frac{\kappa_s A_p}{g} A_c^*(0) \sinh(gz) \right] e^{\frac{j\Delta kz}{2}} \quad (2.84)$$

2.6.3 Quasi-accord de phase

La manière de traiter le quasi-accord de phase est abordée dans *Fejer et al.*[112]. On suppose ici que A_s ne varie pas sur un domaine d'inversion de polarisation de longueur l_c . On va calculer domaine par domaine.

$$\frac{dA_c}{dz} = \kappa_c A_p A_s^* e^{j\Delta kz} = j \frac{\omega_c^2}{c^2 k_c} d(z) A_p A_s^* e^{j\Delta kz} \quad (2.85)$$

avec $d(z) = (-1)^n d_{\text{eff}}$ qui correspond à l'inversion de la polarisation des domaines suivant z . L'égalité précédente peut s'écrire comme suit pour ensuite être intégrée suivant les domaines m et $m + 1$:

$$dA_c = j \frac{\omega_c^2}{c^2 k_c} d(z) A_p A_s^* e^{j\Delta kz} dz \implies \int dA_c = \int j \frac{\omega_c^2}{c^2 k_c} d(z) A_p A_s^* e^{j\Delta kz} dz \quad (2.86)$$

Soit finalement :

$$A_c((m+1)l_c) - A_c(ml_c) = j \frac{\omega_c^2}{c^2 k_c} A_p A_s^*(ml_c) \int_{ml_c}^{(m+1)l_c} d(z) e^{j\Delta kz} dz \quad (2.87)$$

Soit en intégrant :

$$\begin{aligned} A_c((m+1)l_c) - A_c(ml_c) &= j \frac{\omega_c^2}{c^2 k_c} d_{\text{eff}} A_p A_s^*(ml_c) (-1)^{m+1} \int_{ml_c}^{(m+1)l_c} e^{j\Delta kz} dz \\ &= j \frac{\omega_c^2}{c^2 k_c} d_{\text{eff}} A_p A_s^*(ml_c) (-1)^{m+1} \left[\frac{1}{j\Delta k} e^{j\Delta kz} \right]_{ml_c}^{(m+1)l_c} \\ &= j \frac{\omega_c^2}{c^2 k_c} d_{\text{eff}} A_p A_s^*(ml_c) (-1)^{m+1} \left(\frac{e^{j\Delta k(m+1)l_c} - e^{j\Delta kml_c}}{j\Delta k} \right) \end{aligned}$$

La différence des exponentielles complexes peut être transformée sous la forme :

$$e^{j\Delta k(m+1)l_c} - e^{j\Delta kml_c} = e^{j\Delta kml_c} e^{j\Delta kl_c} - e^{j\Delta kml_c} = e^{jm\Delta kl_c} (e^{j\Delta kl_c} - 1)$$

or $\Delta kl_c = \pi$ qui résulte de la définition de la longueur de cohérence, ce qui nous donne :

$$e^{j\Delta k(m+1)l_c} - e^{j\Delta kml_c} = e^{jm\pi} (e^{j\pi} - 1) = e^{jm\pi} (-2)$$

Finalement :

$$A_c((m+1)l_c) - A_c(ml_c) = j \frac{\omega_c^2}{c^2 k_c} d_{\text{eff}} A_p A_s^*(ml_c) (-1)^{m+1} \frac{e^{jm\pi} (-2)}{j\Delta k} \quad (2.88)$$

$$\implies A_c((m+1)l_c) - A_c(ml_c) = \frac{\omega_c^2}{c^2 k_c \Delta k} d_{\text{eff}} A_p A_s^*(ml_c) \quad (2.89)$$

Ainsi la relation de phase liant les trois ondes en présence dans le cas du quasi-accord de phase est donnée par :

$$\varphi_c = \varphi_p - \varphi_s \quad (2.90)$$

2.7 Cas de l'oscillateur paramétrique optique

Comme nous avons pu voir dans le chapitre précédent, le rendement relatif au processus de différence de fréquence est assez faible, et n'est pas la méthode la plus adaptée pour obtenir un maximum de puissance à la longueur d'onde complémentaire. En ajoutant des miroirs pour former une cavité optique, il est possible d'obtenir un meilleur rendement grâce au gain multi-passage créant ainsi un oscillateur. En n'injectant que la pompe, l'oscillateur amplifie alors le bruit de photon et si les pertes sont inférieures au gain, ou si la puissance est supérieure à un certain seuil, on obtient alors une oscillation à la longueur d'onde signal au sein de la cavité, devenant un oscillateur paramétrique optique simplement résonnant (SROPO).

2.7.1 Accord de phase et gain paramétrique

Le système d'équation par lequel est régi l'OPO est semblable à celui de l'amplification paramétrique, à savoir :

$$\begin{cases} \frac{dA_s(z)}{dz} = j \frac{\omega_c^2}{c^2 k_c} d_{\text{eff}} A_p(z) A_c^*(z) e^{j\Delta k z} \\ \frac{dA_c(z)}{dz} = j \frac{\omega_c^2}{c^2 k_c} d_{\text{eff}} A_p(z) A_s^*(z) e^{j\Delta k z} \end{cases} \quad (2.91)$$

$$\quad (2.92)$$

si on considère une pompe faiblement dépeuplée. Les solutions ont été données précédemment en équation 2.69 pour le cas de l'accord de phase $\Delta k = 0$ dans lequel nous nous placerons. En effet l'oscillation se fait à la longueur d'onde où $\Delta k = 0$ car le gain paramétrique y est maximal.

Comme pour un laser, un phénomène d'oscillation ne peut apparaître que si le gain paramétrique est supérieur aux pertes subies par l'onde résonnante (dans notre cas l'onde signal), de telle sorte que :

$$A_s(0) = (1 - l_s) A_s(L) \quad (2.93)$$

où l_s représente les pertes par tour de cavité subie par l'onde signal. Ainsi en réutilisant la solution trouvée précédemment on obtient une expression régissant la condition d'oscillation :

$$\cosh(\kappa_{\text{th}} L) = \frac{1}{1 - l_s} \quad (2.94)$$

Si on considère un gain ainsi que des pertes faibles, il est possible à l'aide d'un développement limité de réécrire l'expression obtenue comme suit :

$$(\kappa_{\text{th}} L)^2 = 2l_s \quad (2.95)$$

2.7.2 Seuil d'un oscillateur paramétrique optique simplement résonnant

En développant les termes de l'équation 2.95, on peut exprimer l'amplitude seuil du champ de pompe régissant l'oscillation à savoir :

$$|A_{p,\text{th}}|^2 = \frac{n_s n_c \lambda_s \lambda_c}{2\pi^2 d_{\text{eff}}^2 L^2} l_s \quad (2.96)$$

On peut par la suite introduire un facteur de dégénérescence δ défini par [113] :

$$\delta = \frac{2\lambda_p}{\lambda_s} - 1 \quad (2.97)$$

de telle sorte que l'on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_s = \frac{2\lambda_p}{1 + \delta} \\ \lambda_c = \frac{2\lambda_p}{1 - \delta} \end{array} \right. \quad (2.98)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_s = \frac{2\lambda_p}{1 + \delta} \\ \lambda_c = \frac{2\lambda_p}{1 - \delta} \end{array} \right. \quad (2.99)$$

On peut alors écrire l'intensité de pompe seuil sous la forme :

$$I_{p,\text{th}} = \frac{n_p n_s n_c \lambda_p^2 c \varepsilon_0}{\pi^2 d_{\text{eff}}^2 L^2 (1 - \delta^2)} (1 - R_s e^{-\alpha_s L}) \quad (2.100)$$

où R_s correspond à la réflectivité totale des miroirs de cavité à la longueur d'onde signal et α_s à l'absorption du milieu à cette même longueur d'onde.

Contrairement à la génération de différence de fréquences, l'efficacité de conversion peut en théorie se rapprocher de 100% lorsque le pompage est effectué à 2,5 fois le seuil d'oscillation [114]. On donne en figure 2.4 un exemple de comparaison expérimental à ce résultat.

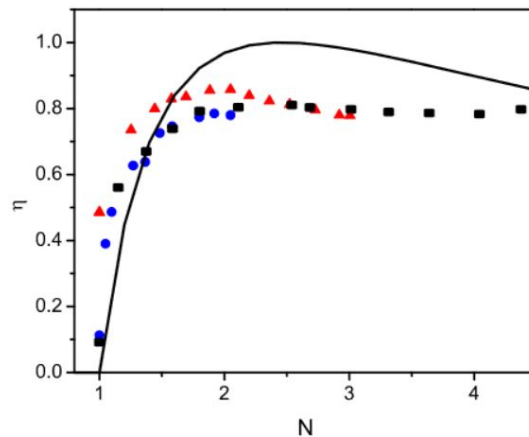


FIGURE 2.4 – Efficacité de conversion d'un OPO en fonction du taux de pompage par rapport au seuil d'oscillation pour différentes réflectivités d'une lame intracavité à la longueur d'onde signal. Carrés noirs : $R_s = 0,45\%$, triangles rouges : $R_s = 0,88\%$, cercles bleus : $R_s = 2,56\%$ [115]. La ligne noire solide correspond au cas théorique issu de [114].

Ces études mettent aussi en avant l'existence d'un seuil optimal pour obtenir une puissance complémentaire maximale à une puissance de seuil donnée [116].

2.8 Approche théorique de la mise en phase de faisceaux par marquage en fréquence

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le principe de la combinaison cohérente par marquage en fréquence consiste à induire une modulation à fréquence spécifique de la phase de chacune des ondes à combiner afin de pouvoir retrouver dans le signal d'interférence entre les N voies l'information de phase de chacune d'entre elles afin de compenser les différences de phase activement et de les faire interférer de manière constructive. Nous allons détailler dans cette partie le principe de fonctionnement théorique de la méthode, tout d'abord appliquée à notre cas d'étude avec deux ondes à combiner, puis en généralisant à n ondes à combiner.

2.8.1 Étude du cas à deux ondes à combiner

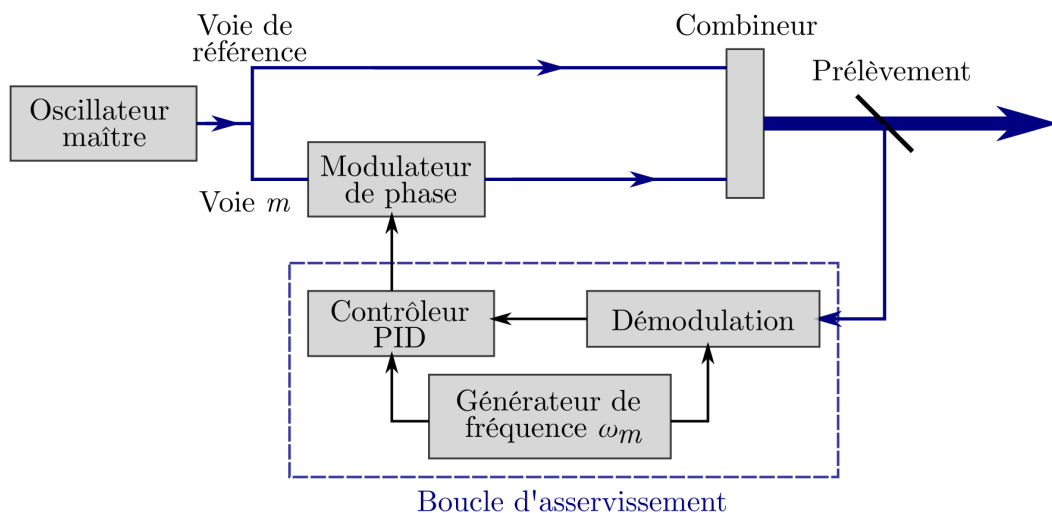


FIGURE 2.5 – Schéma du principe de combinaison cohérente à deux ondes entre une voie de référence et une voie m quelconque marquée à la fréquence ω_m .

Les deux voies sont obtenues à partir d'un seul oscillateur maître séparé en deux parties. L'une d'elles est dotée d'un modulateur de phase électro-optique afin de pouvoir la marquer à une fréquence particulière tandis que l'autre en est dépourvue et fluctue librement en phase. Après avoir été amplifiées, les deux voies sont alors collimatées et superposées pour interférer en champ lointain. Il est alors possible de prélever une partie du signal combiné afin de mesurer l'intensité du centre de la figure d'interférence sur un détecteur. Une fois ce signal démodulé à la fréquence de marquage, on peut obtenir un signal d'erreur qui va alors être utilisé dans une boucle d'asservissement afin de corriger la phase de la voie contrôlable.

Plusieurs hypothèses sont à effectuer afin d'exprimer ce signal d'erreur en fonction de la différence de phase entre les deux ondes. Tout d'abord la surface du détecteur doit être suffisamment petite pour que l'on puisse considérer la mesure du champ électrique comme ponctuelle. On négligera ainsi la variation spatiale de ce champ sur le détecteur.

La polarisation sera considérée comme constante et identique pour les deux voies. On peut alors noter le champ électrique de la voie de référence (dépourvue de modulateur de phase) sous la forme :

$$\mathcal{E}_r(t) = \mathcal{E}_r \cos(\omega t + \varphi_r(t)) \quad (2.101)$$

avec \mathcal{E}_r l'amplitude du champ de référence, ω la fréquence du laser et $\varphi_r(t)$ la phase de cette voie de référence. Le champ issu de l'autre voie, que nous appellerons voie m , peut s'écrire pour sa part de la sorte :

$$\mathcal{E}_m(t) = \mathcal{E}_m \cos(\omega t + \varphi_m(t) + \beta_m \sin(2\pi\nu_m t)) \quad (2.102)$$

où ν_m correspond à la fréquence de marquage et β_m la profondeur de modulation. Le détecteur mesure alors l'intensité du champ total et fournit un courant qui peut s'exprimer ainsi :

$$i(t) = R_{PD} \frac{A}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \left[\mathcal{E}_r(t)^2 + 2\mathcal{E}_r(t)\mathcal{E}_m(t) + \mathcal{E}_m(t)^2 \right] \quad (2.103)$$

avec R_{PD} la réponse du photodétecteur, A sa surface, ε_0 et μ_0 respectivement la permittivité et la perméabilité du vide. Comme la taille du détecteur est petite face à la taille des lobes de la figure d'interférence, et que le champ varie peu spatialement, notamment suivant x et y . Cela a pour effet d'obtenir un contraste d'intensité de franges sur le détecteur suffisamment important pour la mesure ainsi que de simplifier les dimensions du calcul. On peut distinguer trois termes différents dans l'équation 2.103 qu'on peut alors réécrire de la forme :

$$i(t) = i_r(t) + i_{rm}(t) + i_m(t) \quad (2.104)$$

avec :

$$i_r(t) = R_{PD} \frac{A}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \mathcal{E}_r^2 \cos^2(\omega t + \varphi_r(t)) \quad (2.105)$$

le courant généré correspondant à la voie de référence,

$$i_{rm}(t) = R_{PD} \frac{A}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} 2\mathcal{E}_r \mathcal{E}_m \cos(\omega t + \varphi_r(t)) \cos(\omega t + \varphi_m(t) + \beta_m \sin(2\pi\nu_m t)) \quad (2.106)$$

le courant généré correspondant au battement entre les deux voies et enfin

$$i_m(t) = R_{PD} \frac{A}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \mathcal{E}_m^2 \cos^2(\omega t + \varphi_m(t) + \beta_m \sin(2\pi\nu_m t)) \quad (2.107)$$

celui correspondant à la voie m .

On peut ensuite considérer que la bande passante du détecteur est faible face à la fréquence optique du laser. Cela implique que le détecteur ne perçoit qu'une moyenne temporelle de l'intensité qu'il reçoit. Cette moyenne temporelle est constante pour deux des trois termes générés et le signal d'erreur s'obtient à partir du seul terme dont la moyenne temporelle varie : le terme de battement entre les deux voies $i_{rm}(t)$. À l'aide de développements trigonométriques, on peut réécrire ce courant moyen dans le temps sous la forme :

$$\begin{aligned} \langle i_{rm}(t) \rangle = R_{PD} \frac{A}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \mathcal{E}_r \mathcal{E}_m & \left[\cos(\beta_m \sin(2\pi\nu_m t)) \cos(\varphi_r(t) - \varphi_m(t)) \right. \\ & \left. - \sin(\beta_m \sin(2\pi\nu_m t)) \sin(\varphi_r(t) - \varphi_m(t)) \right] \quad (2.108) \end{aligned}$$

On voit bien ici apparaître des termes relatifs à la différence de phase entre les deux voies. Il faut désormais pouvoir exploiter ces termes afin de pouvoir les utiliser dans une boucle d'asservissement. Pour ce faire on utilise la décomposition de Jacobi-Anger :

$$\begin{cases} e^{iz \cos \theta} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n J_n(z) e^{in\theta} & (2.109) \\ e^{iz \sin \theta} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(z) e^{in\theta} & (2.110) \end{cases}$$

où J_n est une fonction de Bessel de première espèce. Cette expression se transpose dans l'espace des réels comme suit [117] :

$$\begin{cases} \cos(z \sin \theta) = J_0(z) + 2 \sum_{n=1}^{+\infty} J_{2n}(z) \cos(2n\theta) & (2.111) \\ \sin(z \sin \theta) = 2 \sum_{n=1}^{+\infty} J_{2n-1}(z) \sin((2n-1)\theta) & (2.112) \end{cases}$$

Ainsi l'expression 2.108 s'exprime sous la forme :

$$\begin{aligned} \langle i_{rm}(t) \rangle = R_{PD} \frac{A}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \mathcal{E}_r \mathcal{E}_m & \left[\left(J_0(\beta_m) + 2 \sum_{n=1}^{+\infty} J_{2n}(z) \cos(4n\pi\nu_m t) \right) \cos(\varphi_r(t) - \varphi_m(t)) \right. \\ & \left. - \left(2 \sum_{n=1}^{+\infty} J_{2n-1}(\beta_m) \sin((2n-1)(2\pi\nu_m t)) \right) \sin(\varphi_r(t) - \varphi_m(t)) \right] \quad (2.113) \end{aligned}$$

Par la suite, on utilise une détection synchrone pour extraire le terme proportionnel au sinus de la différence de phase entre la voie de référence et la voie m . Mathématiquement, cela s'illustre par la multiplication par un sinus à la fréquence de marquage $\sin(2\pi\nu_m t)$. Encore une fois, par des transformations trigonométriques, on peut obtenir :

$$\begin{aligned} \langle i_{rm}(t) \rangle \sin(2\pi\nu_m t) = R_{PD} \frac{A}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \mathcal{E}_r \mathcal{E}_m & \\ \left[\left(J_0(\beta_m) \sin(2\pi\nu_m t) + 2 \sum_{n=1}^{+\infty} J_{2n}(z) \left(\sin(6n\pi\nu_m t) - \sin(2\pi\nu_m t) \right) \right) \cos(\varphi_r(t) - \varphi_m(t)) \right. & \\ \left. - \left(2 \sum_{n=1}^{+\infty} J_{2n-1}(\beta_m) \left(\cos(2(n-1)(2\pi\nu_m t)) - \cos(2n(2\pi\nu_m t)) \right) \right) \sin(\varphi_r(t) - \varphi_m(t)) \right] & \\ & (2.114) \end{aligned}$$

La détection synchrone comprend un filtre passe-bas qui permet d'isoler les termes de fréquence nulle. Le cas ici ne considérant que deux voies de combinaison nous amène

à un signal d'erreur pour $n = 1$ de telle sorte que :

$$S_{rm} = R_{PD} \frac{A}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \mathcal{E}_r \mathcal{E}_m J_1(\beta_m) \sin(\varphi_r(t) - \varphi_m(t)) \quad (2.115)$$

En effet ce terme tend vers 0 lorsque la différence de phase entre la voie 1 et la voie de référence tend vers 0 ou π .

2.8.2 Généralisation pour n voies à combiner

Dans le cas où plus de deux voies sont à combiner, il faut prendre en compte le battement des différentes voies (autres que la référence) entre elles. Le signal d'erreur devient alors une combinaison du signal d'erreur entre les différentes voies et la référence ainsi que de celui de leurs battements entre elles. Ce calcul à N voies est détaillé dans différentes publications ([118, 119]), nous redonnerons ici simplement les expressions des signaux d'erreur en faisant abstraction des étapes de calculs.

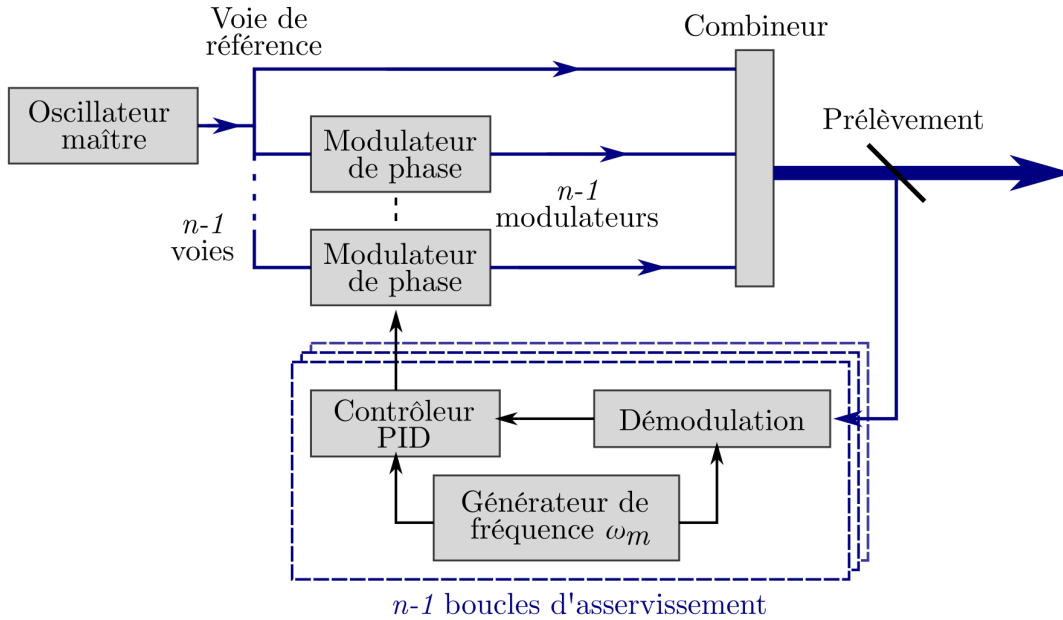


FIGURE 2.6 – Schéma du principe de combinaison cohérente à n ondes entre une voie de référence et $n - 1$ voie marquées à la fréquence ω_m , $m \in [1, n - 1]$.

Dans le cadre de n voies étant destinées à être combinées, l'expression du courant généré correspondant aux battements entre les $n - 1$ voies et la référence précédemment décrit par l'équation 2.106 devient :

$$i_{rj}(t) = R_{PD} \frac{A}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} 2\mathcal{E}_r(t) \sum_{j=1}^{n-1} \mathcal{E}_j(t) \quad (2.116)$$

L'expression du courant généré correspondant aux battements entre les voies modulées s'exprime lui :

$$i_{jk}(t) = R_{PD} \frac{A}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \sum_{j=1}^{n-1} \mathcal{E}_j(t) \sum_{k=1}^{n-1} \mathcal{E}_k(t) \quad (2.117)$$

En moyennant temporellement puis en appliquant mathématiquement la détection synchrone sur une voie m , on obtient les deux composantes du signal d'erreur qui seront utilisés dans une boucle d'asservissement pour assurer la mise en phase de cette voie sur les autres. L'expression de ce signal d'erreur est la suivant :

$$S_m = R_{PD} \frac{A}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \left[\underbrace{\mathcal{E}_r \mathcal{E}_m J_1(\beta_m) \sin(\varphi_r(t) - \varphi_m(t))}_{\text{erreur entre la référence et la voie m}} + \underbrace{\mathcal{E}_m J_1(\beta_m) \sum_{k=1}^{n-1} \mathcal{E}_k J_0(\beta_k) \sin(\varphi_r(t) - \varphi_m(t))}_{\text{erreur entre la voie m et les autres voies}} \right] \quad (2.118)$$

On retrouve encore une fois que ce signal tend vers 0 lorsque les différences de phases tendent vers 0 ou π . Un correcteur PID (Proportionnel, Intégral, Dérivé) peut alors être utilisé pour asservir les différences de phases.

L'objectif par la suite est d'appliquer ce principe de combinaison cohérente par marquage en fréquence aux convertisseurs de fréquences que nous avons pu expliciter précédemment, à savoir le processus de différence de fréquence (DFG) ainsi qu'aux oscillateurs paramétriques optiques (OPO). Nous allons voir comment ce signal d'erreur peut être exploité dans ces deux cas.

2.9 Application à la combinaison de convertisseur de fréquences

Nous avons pu le voir dans la partie 2.6, il existe une relation concernant la phase entre les différentes ondes en présence lors du processus de différence de fréquences dans le cas de quasi-accord de phase, exprimée en 2.90. On obtient :

$$\varphi_c^r = \varphi_p^r - \varphi_s^r \quad (2.119)$$

pour la voie de référence et

$$\varphi_c^m = \varphi_p^m - \varphi_s^m \quad (2.120)$$

pour chacune des voies, ici la voie de référencée par m , celle marquée à la fréquence ν_m . Dès lors l'objectif est d'obtenir une différence des phases pour les ondes complémentaires égale à 0 (modulo π), soit obtenir :

$$\varphi_c^r = \varphi_c^m \quad (2.121)$$

Cependant en réinjectant les relations de phase de chacune des voies dans l'expression précédente, on obtient une relation montrant que le seul contrôle de la phase de l'onde de pompe de la voie m permet d'obtenir cette égalité :

$$\varphi_p^m = \varphi_p^r - \varphi_s^r + \varphi_s^m \quad (2.122)$$

En d'autres termes, si on est capable d'asservir la phase de l'onde de pompe de la voie m , φ_p^m , et de faire en sorte que cette dernière suive les fluctuations de phase de la pompe de la voie de référence et des phases des ondes signal, alors on s'assure d'obtenir une égalité des phases des ondes complémentaires. Cette égalité permet ainsi de com-

biner de manière cohérente les ondes complémentaires. Cette considération de n'agir que sur la phase de l'onde de pompe de la voie m permet d'utiliser des modulateurs de phase à cette longueur d'onde, qui profitent d'une maturité technologique importante du fait des nombreux développements et applications qui en ont découlé (dans notre cas à $1 \mu\text{m}$) et dans tous les cas un niveau de maturité supérieur à celui des modulateurs de phase à la longueur d'onde complémentaire, en général moins couramment mis en œuvre.

2.10 Conclusion

Nous avons pu, au cours de ce chapitre, redonner des éléments théoriques concernant l'optique non linéaire et l'établissement des équations d'ondes aux amplitudes couplées. Nous nous sommes intéressés plus en détails au cas de la différence de fréquences et à l'oscillateur paramétrique optique dont nous avons expliqué l'intérêt dans le chapitre précédent. Le cas du quasi-accord de phase a aussi été évoqué pour nous intéresser ensuite à la relation de phase qui lie les différentes ondes en présence dans le processus de conversion.

Cette relation de phase ouvre la porte à la possibilité d'utiliser la technique de combinaison cohérente par marquage en fréquence avec un contrôle indirect de la phase où on contrôle la phase des ondes complémentaires au travers de celle des ondes de pompe. Nous avons pu ainsi redonner les éléments théoriques de cette méthode de combinaison et voir dans quelle mesure elle pouvait être utilisée avec les convertisseurs de fréquences qui nous intéressent.

Nous allons donc pouvoir procéder à une vérification expérimentale de cette relation de phase en développant un banc de combinaison de différence de fréquences afin de pouvoir dans un premier temps effectuer la combinaison cohérente de DFG. Cette vérification est une première étape nécessaire dans une optique de vouloir combiner par la suite des OPO.

Combinaison cohérente de différence de fréquences

Sommaire

3.1 Montage expérimental	63
3.1.1 Amplificateur de pompe	63
3.1.2 Amplificateur de l'onde signal	65
3.1.3 Montage espace-libre	66
3.2 Démonstration de combinaison cohérente	67
3.2.1 Mise en évidence de la relation de phase	67
3.2.2 Mise en place de l'asservissement	69
3.3 Conclusion	71

Dans ce chapitre, nous allons réaliser expérimentalement la combinaison cohérente de différence de fréquences. La faisabilité théorique par contrôle indirect de la phase des ondes complémentaires a été explicitée au chapitre précédent et dans le cadre d'autres travaux de combinaison de convertisseurs de fréquences. Nous décrirons dans un premier temps le montage expérimental déployé pour y parvenir en détaillant les différents étages d'amplification utilisés et les précautions prises afin de protéger les équipements.

Puis nous nous attarderons dans un deuxième temps sur la vérification expérimentale de la relation de phase intrinsèque au processus de différence de fréquence qui doit nous permettre de contrôler l'état de la figure d'interférence des ondes complémentaires en agissant sur la phase d'une des voies de pompe. Enfin nous mettrons en place la boucle d'asservissement pour réaliser ce contrôle.

3.1 Montage expérimental

3.1.1 Amplificateur de pompe

Nous faisons le choix d'une architecture fibrée pour ce banc expérimental afin de profiter de composants technologiques matures et robustes grâce aux développements industriels et télécom aux longueurs d'onde de 1,064 μm et 1,5 μm .

Afin d'obtenir une puissance suffisante pour réaliser le processus de différence de fréquences, nous utilisons plusieurs étages d'amplification pour la longueur d'onde de

pompe à 1064 nm. La source de rayonnement initiale est une diode laser commerciale RIO capable de délivrer 20 mW de puissance continue avec une largeur spectrale de 20 kHz. Un isolateur fibré est placé en aval de la diode laser afin de la protéger. Cette source est ensuite amplifiée une première fois par un amplificateur ytterbium commercial Keopsys pour obtenir 300 mW de puissance.

Par la suite, comme nous avons pu l'expliquer dans le chapitre précédent, l'oscillateur maître est séparé en deux voies qui constitueront les deux voies de combinaison, que l'on appelle A et B. Sur une de ces deux voies, la voie A juste après la séparation, est placé un modulateur électro-optique fibré commercial. Ce dernier ne peut en effet supporter un flux trop important et il est donc nécessaire de le placer le plus en amont possible des étages d'amplification de puissance du montage. Avec les pertes intrinsèques des différents composants, la puissance en entrée de chacune des voies est d'environ 50 mW.

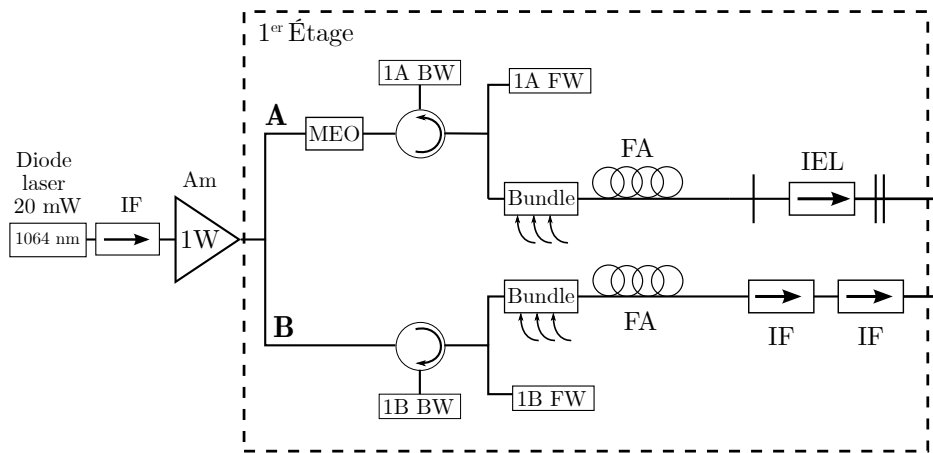


FIGURE 3.1 – Schéma du premier étage d'amplification développé pour la combinaison cohérente de différence de fréquence. IF : Isolateur Fibré, Am : Amplificateur, FA : Fibre Amplificatrice, IEL : Isolateur Espace Libre, BW : photodiode de sécurité de retours, FW : photodiode de sécurité avant, MEO : Modulateur Électro-Optique, Bundle : coupleur de pompe.

Un premier étage d'amplification est ensuite réalisé à l'aide d'une fibre dopée ytterbium double gaine iXfiber avec un coeur de diamètre 6 μm , une première gaine de diamètre 125 μm et une deuxième de diamètre 245 μm . Cette dernière est pompée par des diodes émettant à 976 nm capables de délivrer jusqu'à 8 W. Des composants sont rajoutés afin d'avoir un contrôle sur la puissance en entrée de l'étage d'amplification ainsi que pour surveiller d'éventuels retours. Un circulateur fibré est placé en amont du coupleur de pompe (bundle) auquel une première photodiode est reliée permettant ainsi de suivre les retours dans le montage (appelée 1A BW ou 1B BW, pour backward, en fonction de la voie de combinaison). Un composant 99/1 relié à une autre photodiode est par la suite implémenté. Cette dernière a pour rôle de contrôler la puissance entrant dans la fibre amplificatrice.

Le gain est important à ce niveau du montage, c'est pourquoi avant d'aborder le deuxième étage d'amplification il est nécessaire de placer des isolateurs. Le bras B est alors équipé de deux isolateurs fibrés mis bout-à-bout tandis que le bras A est lui équipé d'un isolateur espace libre. Cette asymétrie s'explique par le manque de matériel à disposition au moment de la réalisation du montage. Une puissance de l'ordre du watt est ainsi obtenue en sortie du premier étage d'amplification.

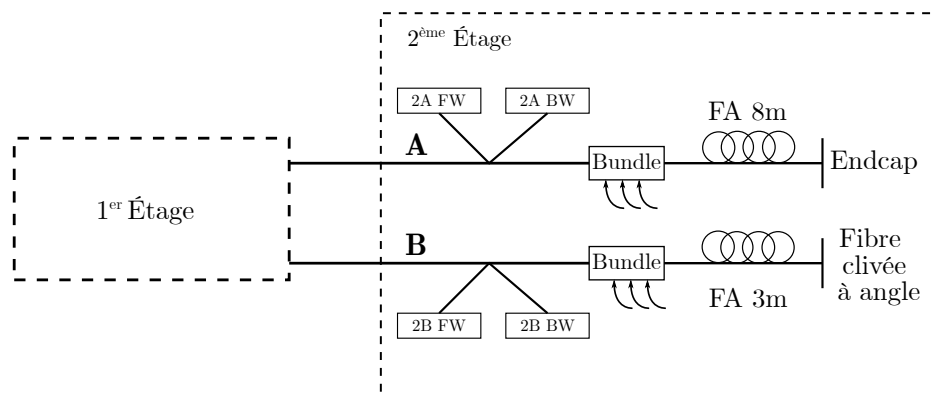


FIGURE 3.2 – Schéma du deuxième étage d’amplification développé pour la combinaison cohérente de différence de fréquence. FA : Fibre Amplificatrice, BW : photodiode de sécurité de retours, FW : photodiode de sécurité avant, Bundle : coupleur de pompe, Endcap : embout d’extrémité.

Le deuxième étage d’amplification repose sur le même principe que le premier. En amont du coupleur de pompe et de la fibre active sont placées deux photodiodes de sécurité, pour contrôler la puissance injectée dans l’amplificateur et pour s’assurer qu’il n’y a pas de retours pouvant endommager les composants. Une électronique de contrôle est aussi déployée afin de couper l’alimentation des diodes de pompe s’il s’avère que la puissance injectée dans l’amplificateur n’est pas suffisante.

La fibre active est ici aussi une fibre dopée ytterbium avec cette fois un coeur de diamètre 20 μm . Cette fibre est faiblement multimode afin de repousser la limite du seuil de rétrodiffusion Brillouin stimulée. Les diodes de pompe délivrent une puissance maximale de 150 W. Cependant l’entièreté de cette puissance n’est pas utilisée car lorsque l’on dépasse les 20 W de puissance à 1064 nm, des retours dus à la rétrodiffusion Brillouin apparaissent. Par défaut de matériel disponible, une autre asymétrie est à noter entre les deux bras de combinaison : le bras A est équipé d’un embout d’extrémité (endcap) en sortie de montage fibré qui permet de réduire la densité de puissance surfacique en sortie de fibre, minimisant le risque d’endommagement. La longueur de la fibre active est de 8 m contre 3 m pour celle sur le bras B, dépourvu d’embout d’extrémité. Une clive à angle est alors effectuée afin de limiter les retours dans l’amplificateur. On donne en figure 3.3 le schéma complet des étages d’amplification de la pompe.

Le rayonnement en sortie de fibre est ensuite collimaté à l’aide de lentilles asphériques de courte focale (3,1 mm et 4,5 mm). Une lame dichroïque est placée à la suite de la collimation pour séparer la pompe résiduelle à 976 nm du rayonnement à 1064 nm. Au vu des puissances considérées, nous employons des isolateurs espace libre capables de supporter jusqu’à 100 W de puissance continue afin de protéger le montage en amont.

3.1.2 Amplificateur de l’onde signal

Comme nous avons pu le voir dans le chapitre relatif à l’état de l’art, il existe différents types de cristaux non linéaires utilisables pour réaliser le processus de différence de fréquences. Nous avons à disposition deux types de cristaux de PPLN possédant des pas de domaines d’inversion différents, un privilégié pour un fonctionnement avec une longueur d’onde signal de 1480 nm et un autre pour 1550 nm. Les cristaux de

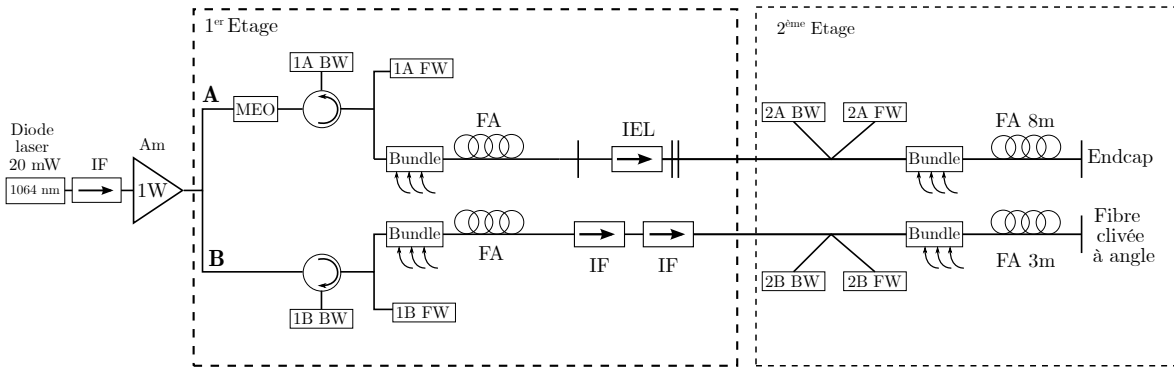


FIGURE 3.3 – Schéma de l'amplification de pompe développée pour la combinaison cohérente de différence de fréquence. IF : Isolateur Fibré, Am : Amplificateur, FA : Fibre Amplificatrice, IEL : Isolateur Espace Libre, BW : photodiode de sécurité de retours, FW : photodiode de sécurité avant, MEO : Modulateur Électro-Optique, Bundle : coupleur de pompe, Endcap : embout d'extrémité.

PPLN ont pour avantage d'avoir un coefficient non linéaire effectif important en plus d'être transparents dans la fenêtre 1-4 μm . Les sources laser dont nous disposons afin d'émettre à 1480 nm sont larges spectralement (plusieurs nanomètres), et compte tenu de la faible efficacité de conversion du processus, il est nécessaire d'avoir une finesse spectrale plus importante, afin de maximiser ce rendement. C'est pourquoi nous faisons le choix de travailler avec une onde signal proche de 1550 nm.

Afin d'obtenir la même longueur d'onde à injecter dans les deux bras A et B, nous employons le même principe que pour ces derniers, à savoir utiliser un oscillateur maître amplifié puis séparé en deux voies. On utilise une diode laser JDSU émettant à 1553 nm amplifiée à l'aide d'un amplificateur commercial Kéopsys 10 W avant d'être séparée en deux voies. Cela permet d'obtenir deux rayonnements de plusieurs watts en continu à 1553 nm.

3.1.3 Montage espace-libre

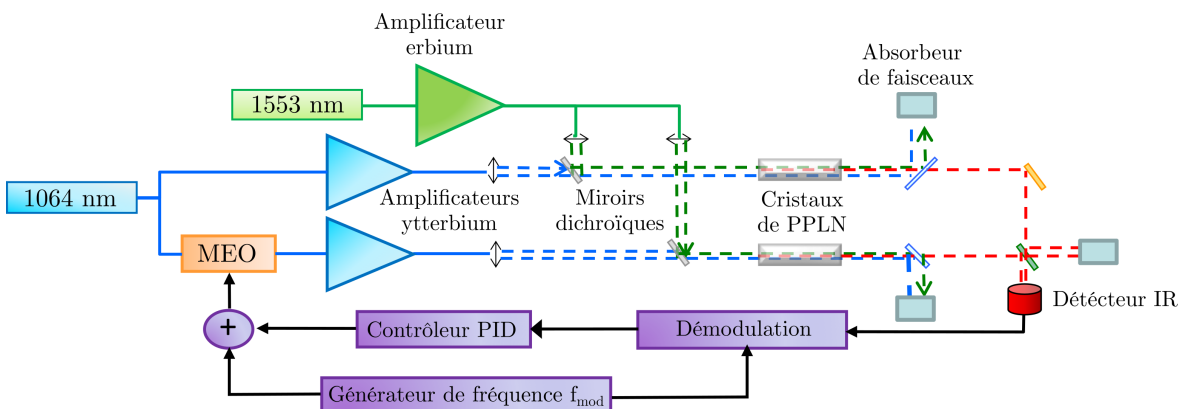


FIGURE 3.4 – Description schématique du montage expérimental utilisé pour la combinaison cohérente de différence de fréquences.

Les voies de pompe et signal sont collimatées en sortie des montages d'amplification fibrés et superposées pour interagir au sein des cristaux de PPLN. Ces derniers ont une longueur de 20 mm. Les ondes de pompe et signal sont focalisées au centre des

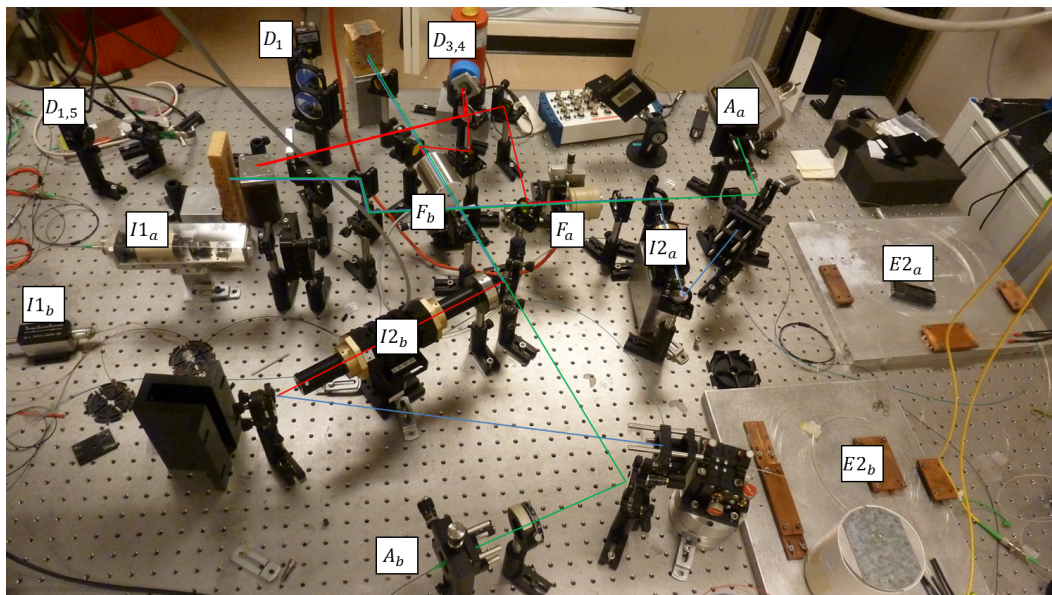


FIGURE 3.5 – Photographie du montage de combinaison cohérente de générateurs de différence de fréquences. Avec $I1_a$, $I1_b$ les isolateurs des premiers étages de l'amplificateur de pompe. $E2_a$, $E2_b$ les deuxièmes étages de l'amplificateur de pompe et $I2_a$, $I2_b$ leurs isolateurs. A_a et A_b les sorties de l'amplificateur du signal. F_a et F_b les fours des cristaux des voies a et b . $D_{3,4}$, D_1 et $D_{1,5}$ les détecteurs à 3,4 μm , à 1 μm et à 1,5 μm .

cristaux pour obtenir un waist de 100 μm . Cette focalisation n'est pas la optimale (il serait souhaitable d'avoir un waist de l'ordre de la trentaine de micromètres), mais des simulations nous permettent de prévoir quelques milliwatts de puissance complémentaire générés [120]. Les fours dans lesquels sont placés les cristaux permettent de les maintenir à une température de 58° C, suffisamment au-dessus de la température ambiante pour permettre un asservissement précis et pour respecter la relation d'accord de phase.

Afin de mesurer la puissance complémentaire obtenue, nous utilisons un détecteur InSb refroidi à l'azote liquide (Teledyne Judson). Ce dernier possède une détectivité de $10^{11} \text{ cmHz}^{1/2}\text{W}^{-1}$ ainsi qu'une bande passante de 200 kHz avec une résistance de charge de 5 k Ω . Cette bande passante nous impose l'utilisation d'une détection synchrone commerciale pour la boucle de commande reliée au modulateur électro-optique, celle-ci fonctionnant à quelques dizaines de kilohertz. Du bruit électronique important est relevé lors de l'utilisation de cette détection, ce qui sera visible dans la suite lors de la mesure des écarts de phase. Un autre détecteur plus rapide peut être utilisé à la condition d'avoir plus de puissance. Nous avons en effet à disposition un détecteur avec une bande passante de 1 GHz mais qui possède une détectivité de $10^8 \text{ cmHz}^{1/2}\text{W}^{-1}$, ce qui est insuffisant compte tenu du faible rendement de la différence de fréquences.

3.2 Démonstration de combinaison cohérente

3.2.1 Mise en évidence de la relation de phase

3.2.1.1 Mesure de phase et détection I/Q

Pour pouvoir vérifier la relation de phase intrinsèque au processus de différence de fréquences évoquée dans le chapitre précédent, nous mettons en place une méthode de

détection I/Q (de l'anglais *In-phase and Quadrature*). Le principe de cette mesure est de faire interférer deux faisceaux et d'utiliser en simultané deux détecteurs, comme des photodiodes, décalés en quadrature de phase.

Un premier détecteur sera placé au centre de la figure d'interférence et le second décalé spatialement de $\pi/2$. En pratique on utilise une lame séparatrice 50/50 afin d'obtenir deux figures d'interférences et on s'assure que les signaux obtenus sont bien en quadrature de phase. Un premier détecteur va mesurer un signal $I(t)$ de la forme :

$$I(t) = A + B \sin(\Delta\varphi(t)) \quad (3.1)$$

où $\Delta\varphi(t) = \varphi^{ref} - \varphi^m$ est la différence de phase entre la voie de référence r et la voie m . Le second mesure une quantité $Q(t)$:

$$Q(t) = C + D \cos(\Delta\varphi(t)) \quad (3.2)$$

Afin de placer les deux détecteurs correctement, on visualise en temps réel la variation de I en fonction de Q , $I(Q)$. Si les deux détecteurs sont en quadrature de phase, le tracé doit alors correspondre à une ellipse dont les axes sont horizontal et verticale. Si les deux détecteurs sont en phase ou en opposition de phase, cette ellipse prends alors la forme d'une droite affine.

Dès lors, il est possible d'obtenir la différence de phase $\Delta\varphi(t)$:

$$\Delta\varphi(t) = \arctan \left[\frac{D[I(t) - A]}{B[Q(t) - C]} \right] \quad (3.3)$$

3.2.1.2 Conditions expérimentales

La mesure de phase est déployée en utilisant le montage expérimental explicité précédemment. En particulier, la puissance de la pompe à 1064 nm est d'environ 15 W et celle du signal de 10 W pour chacune des voies. Grâce à cela, nous obtenons 0,4 mW de puissance complémentaire à 3,4 μm . Cette mesure est en accord avec les prédictions théoriques et nous impose l'utilisation du détecteur InSb refroidi.

Nous utilisons par la suite des lames 50/50 afin de mesurer les écarts de phase entre les deux voies aux longueurs d'onde de pompe, signal et complémentaire à l'aide de la détection I/Q.

On rappelle les relations de phase de la voie de référence ref et de la voie m :

$$\varphi_c^{ref} = \varphi_p^{ref} - \varphi_s^{ref} + c^{ref} \quad (3.4)$$

$$\varphi_c^m = \varphi_p^m - \varphi_s^m + c^m \quad (3.5)$$

où c est une constante liée aux conditions expérimentales. En soustrayant l'une à l'autre, on est en mesure de faire apparaître les différences de déphasage et notamment que :

$$\Delta\varphi_p - \Delta\varphi_s - \Delta\varphi_c = \Delta c \quad (3.6)$$

C'est ce que l'on observe en figure 3.6 avec le tracé en noir. La différence entre l'écart des phases est constante au cours du temps. Elle est non nulle du fait des différences entre les chemins optiques des deux voies. Le tracé a pu être réalisé grâce à la fonction *unwrap* de Matlab [121]. En effet la fonction arctangente utilisée pour extraire le déphasage à l'aide des mesures recueillies par les photodiodes donne une valeur à $\pi/2$ près.

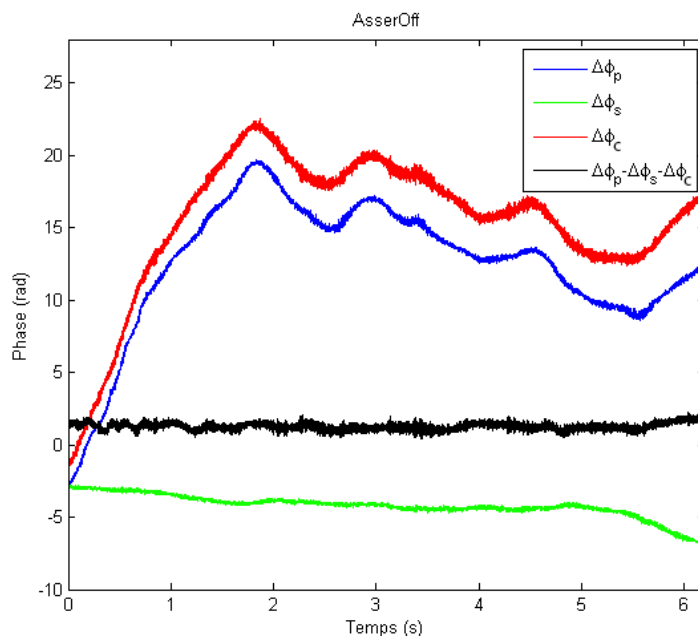


FIGURE 3.6 – Évolution au cours du temps de l'écart de phase de pompe, signal et complémentaire entre les deux voies de différence de fréquences sans asservissement de mise en phase. La différence de ces écarts est tracée en noir.

Ainsi la relation qui relie les phases des différentes ondes en présence dans le processus de différence de fréquences est vérifiée expérimentalement. Grâce à cette dernière, il est possible de mettre en place la boucle d'asservissement afin d'annuler le déphasage des ondes complémentaires et ainsi pouvoir réaliser la combinaison cohérente.

3.2.2 Mise en place de l'asservissement

Le marquage en fréquence utilisé pour moduler la phase d'une des voies de pompe via le MEO est réalisé à 56,6 kHz avec une profondeur de modulation de 200 mV. Cette technique expérimentale a été explicitée au chapitre précédent. La fréquence de modulation est choisie afin de compenser les fluctuations de phase d'origine thermique. De plus, du fait de la faible puissance de l'onde complémentaire, nous sommes obligés d'utiliser un détecteur qui possède une bande passante de 200 kHz ce qui limite cette fréquence de modulation.

La démodulation du signal d'interférence se fait à l'aide d'une détection synchrone commerciale SR830 (Stanford Research Systems) qui multiplie le signal d'interférence par une sinusoïde à la même fréquence. S'en suit un filtre passe-bas qui permet d'obtenir le signal d'erreur qui sera ensuite minimisé par un correcteur PID qui agira sur la tension envoyée au MEO.

Comme précisé précédemment, le système de détection synchrone renvoie un bruit électronique important. Ainsi nous utilisons deux détecteurs pour l'expérience, un premier relié à la détection qui est chargé d'asservir la mise en phase et un deuxième pour visualiser sans être perturbé par le bruit électronique de la détection synchrone l'état de la figure d'interférence, et notamment la puissance dans le lobe central. On donne en figure 3.7 l'évolution de la puissance recueillie par le deuxième détecteur au cours du temps lorsque la boucle d'asservissement est ouverte puis fermée.

On voit dans un premier temps que la puissance fluctue entre deux extrêmes corres-

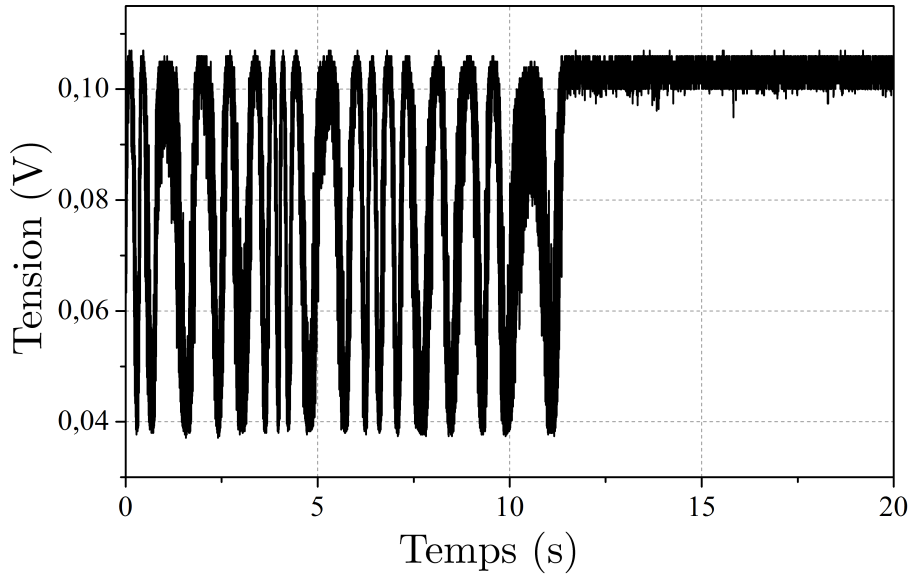


FIGURE 3.7 – Évolution au cours du temps du signal d'interférence lorsque la boucle d'asservissement est ouverte puis fermée.

pendant respectivement aux états d'interférences constructives et destructives. Dès lors que la boucle d'asservissement est enclenchée, le signal est alors maintenu à son maximum, témoignant d'un maintien dans l'état constructif des interférences. Afin d'évaluer la qualité de la mise en phase, on calcule le déphasage résiduel exprimé en différence de chemin optique, c'est-à-dire en λ/N où N correspond à une fraction de 2π :

$$N = 2\pi/\Delta\varphi_{\text{res}} \quad (3.7)$$

Dans le cas présent, on obtient une fluctuation résiduelle de phase de $\lambda/28,5$ rms, ce qui témoigne d'une très bonne qualité de mise en phase. On peut par la suite mesurer les déphasages des différentes ondes comme présenté en figure 3.6 lorsque la boucle d'asservissement est fermée pour vérifier que $\Delta\varphi_c$ est bien nulle au cours du temps. Cependant il est difficile d'obtenir cette mesure dans le cas présent car le bruit de la détection synchrone est trop important. On peut tout de même obtenir l'évolution de $\Delta\varphi_p$ et $\Delta\varphi_s$, ce qui est donné en figure 3.8.

On remarque que la différence $abs(\Delta\varphi_p - \Delta\varphi_s) = \varphi_0$, tracée sur la figure en noir, est constante au cours du temps. Or cette quantité, d'après l'équation 3.6 est égale au déphasage entre les ondes complémentaires à une constante près, ou $\Delta\varphi_c + \Delta c$. L'écart des constantes liées aux conditions expérimentales Δc reste une constante, ainsi le fait d'avoir la variation de $\Delta\varphi_c + \Delta c$ nulle signifie que $\Delta\varphi_c$ est aussi nulle. On a alors la confirmation que les ondes complémentaires ont bien été mises en phase par le contrôle de la phase d'une des ondes de pompe comme il avait été prédit dans le chapitre relatifs aux éléments théoriques de combinaison cohérente.

La légère fluctuation de φ_0 autour d'une valeur moyenne s'explique par les fluctuations thermiques des chemins optiques, amenant à de légères variations des constantes expérimentales. On peut aussi y noter les bascules de l'électronique ramenant le modulateur électro-optique au milieu de sa plage de fonctionnement en tension, représentées par les pics sur le déphasage des ondes de pompe.

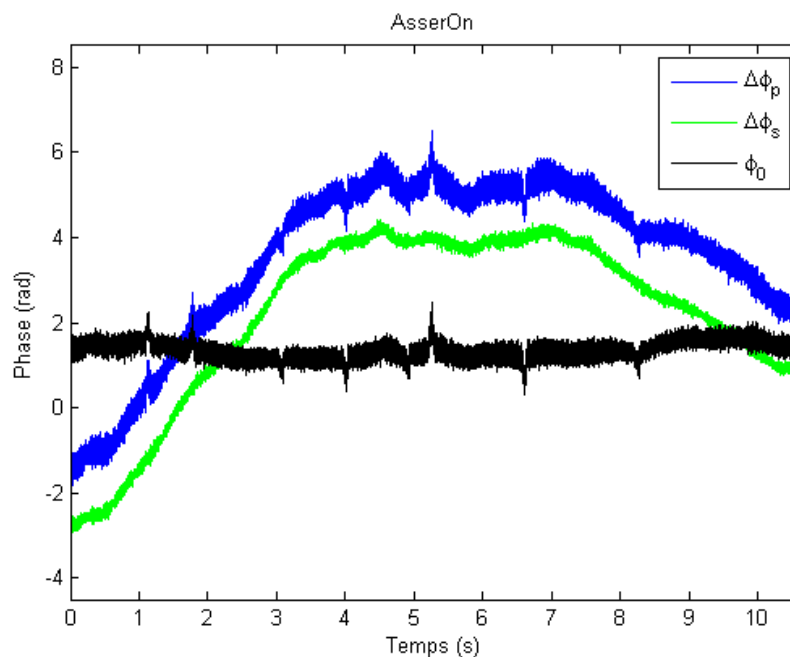


FIGURE 3.8 – Évolution au cours du temps de l'écart de phase de pompe et signal entre les deux voies de différence de fréquences. La boucle d'asservissement de mise en phase est fermée. La différence de ces écarts est tracée en noir.

3.3 Conclusion

Nous avons pu réaliser au cours de ce chapitre la démonstration expérimentale de combinaison cohérente de différence de fréquences. Cette réalisation est possible grâce à la relation de phase qui relie les ondes de pompe, signal et complémentaires entre elle. Ainsi en agissant seulement sur la phase d'une des ondes de pompe, il est possible de contrôler la phase des ondes complémentaires et maintenir l'interférence entre les deux faisceaux dans un état constructif. La mise en évidence expérimentale de la relation de phase a donc été la première étape vers cette réalisation, permettant de mettre en place le marquage en fréquence d'une des voies de pompe pour ensuite extraire un signal d'erreur du détecteur, relié à l'état d'interférence, et le minimiser à l'aide d'un contrôleur PID.

Ceci a amené à une qualité de combinaison avec une erreur de phase résiduelle de $\lambda/28,5$ ce qui correspond à une très bonne qualité de mise en phase. Cependant les rendements de ce genre de processus non linéaire sont très faibles, de l'ordre du pourcent, et il est nécessaire de développer des cavités résonnantes afin de créer des oscillateurs paramétriques optiques si l'on souhaite obtenir plus de puissance à partir de l'amplification paramétrique. Le principe de fonctionnement de ces derniers a déjà été présenté précédemment, et est semblable à celui de la différence de fréquences. Ainsi la relation de phase est supposée être la même ce qui nous amène à penser qu'il est possible de réaliser la combinaison cohérente d'OPO par marquage en fréquence de la même façon que l'on a procédé pour la DFG.

Afin d'aborder cette démonstration dans les meilleures conditions, nous allons procéder à des aménagements du banc expérimental. En effet certaines asymétries dans les bras de combinaison ont des répercussions sur la stabilité en puissance des sources fibrées de pompe et ont par le passé entraîné de la casse matériel. La première partie

du chapitre suivant est ainsi consacrée à ces adaptations.

Adaptation du banc de combinaison DFG aux OPO

Sommaire

4.1	Mise à niveau des sources des pompe pour une meilleure symétrie des bras	74
4.1.1	Fibrage de l'étage 1 du bras A	74
4.1.2	Mise à niveau de l'étage 2 du bras B	77
4.1.3	Mesure de la puissance de pompe disponible	77
4.1.4	Réalisation de fours pour le maintien en température des cristaux non linéaires	80
4.2	Étude et dimensionnement de cavités résonnantes OPO	81
4.2.1	Rappels sur les éléments impactant le seuil d'oscillation d'un OPO	82
4.2.2	Cavités linéaires à deux miroirs	85
4.2.3	Cavités en anneaux à trois miroirs	89
4.2.4	Cavité en anneau à quatre miroirs	90
4.2.5	Conclusion sur le dimensionnement de cavité pour l'optimisation du seuil d'oscillation d'un OPO	95
4.3	Comparaison théorique du seuil d'oscillation de l'OPO en fonction du matériel disponible	95
4.3.1	Optimisation des longueurs d'onde en présence	95
4.3.2	Principe de mesure pour la caractérisation spectrométrique des optiques disponibles	98
4.3.3	Caractérisation des optiques à disposition à la longueur d'onde signal	99
4.3.4	Évolution du seuil d'oscillation d'un OPO en fonction de la configuration de la cavité	106
4.3.5	Résumé des types de configuration étudiés	112
4.4	Conclusion	114

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, l'intérêt des oscillateurs paramétriques optiques est motivé par un meilleur rendement de conversion dans la bande II du moyen infrarouge. À cette fin, il est nécessaire de faire évoluer le banc initialement dédié à la combinaison de DFG pour permettre la combinaison cohérente d'OPO. Ce chapitre présente les différentes évolutions réalisées au niveau des sources de pompe,

notamment en symétrisant les bras de combinaison, ainsi que les dimensionnements d'OPO effectués en cherchant à utiliser au maximum le matériel et les composants à disposition au laboratoire. Ces études sont alors confrontées à des simulations théoriques afin de statuer sur la possibilité d'utiliser le banc pour réaliser la combinaison cohérente d'OPO.

4.1 Mise à niveau des sources des pompe pour une meilleure symétrie des bras

Afin d'améliorer les conditions expérimentales, nous avons entrepris d'optimiser les sources laser fibrées utilisées jusqu'ici et qui doivent nous servir de pompes pour nos OPOs. En figure 4.1 est redonné un schéma du montage de la source utilisée lors de la combinaison cohérente de différence de fréquences décrite dans le chapitre précédent.

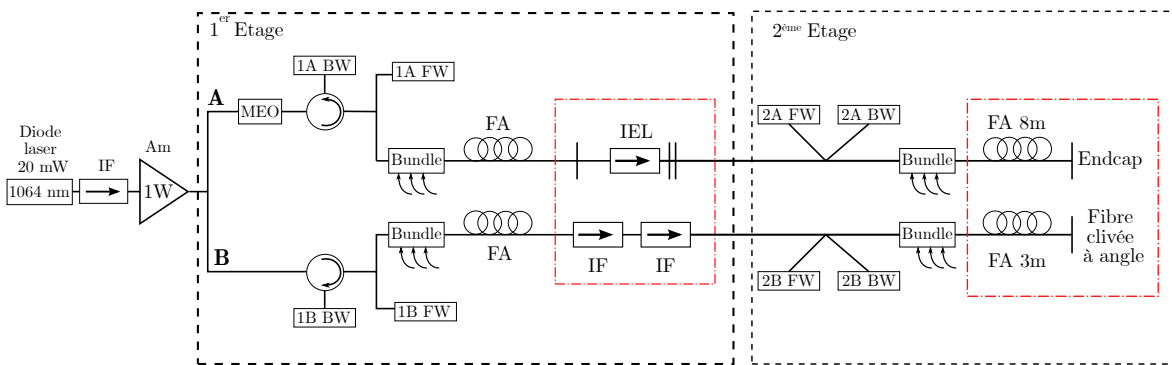


FIGURE 4.1 – Schéma des sources utilisées pour la réalisation de la combinaison cohérente de différence de fréquences avec mise en évidence des parties asymétriques. IF : Isolateur fibré, Am : Amplificateur, FA : Fibre Amplificatrice, IEL : Isolateur Espace Libre, BW : photodiode de sécurité de retours, FW : photodiode de sécurité avant.

Les cadres pointillés rouges mettent en exergue les différences initiales entre les deux bras A et B de cette source. L'objectif est alors de symétriser au mieux ces deux bras afin de limiter les instabilités de puissance pouvant résulter de ces différences.

4.1.1 Fibrage de l'étage 1 du bras A

Sur le premier étage, nous avons décidé de remplacer l'isolateur espace libre du bras A par deux isolateurs fibrés. À la vue de la puissance des retours possibles et d'après les expériences réalisées précédemment, nous avons besoin d'isolateurs capables de supporter la transmission d'une puissance d'au moins 10 W. Deux modèles ont été identifiés pour notre besoin : un de marque AFR et un de marque Thorlabs. Pour les discriminer, nous devons étudier la compatibilité avec les fibres du montage afin de minimiser les pertes (dues aux différences de diamètre de coeur et d'ouverture numérique). On donne en table 4.1 les propriétés de ces fibres. On donne aussi en table 4.2 les propriétés des fibres utilisées dans les isolateurs fibrés que l'on souhaite utiliser.

Nous devons maintenant évaluer la transmission qu'on obtient en mettant bout à bout deux isolateurs fibrés suivant une des 4 configurations possibles, à savoir :

— Thorlabs - Thorlabs

- Thorlabs - AFR
- AFR - Thorlabs
- AFR - AFR

	Nom	Diamètre de coeur	Ouverture numérique
Fibre amplificatrice	iXfiber	6 μm	0,14
Fibre en entrée d'étage 2	Nufern PM085	8,7 μm	0,085

TABLE 4.1 – Diamètre de coeur et ouverture numérique des fibres avant et après les futurs isolateur fibrés.

	Nom de fibre	Diamètre de coeur	Ouverture numérique
Thorlabs	PM-980-XP	5,5 μm	0,12
AFR	Liekki/nLight	10 μm	0,08

TABLE 4.2 – Diamètre de coeur et ouverture numérique des fibres utilisées dans les isolateurs fibrés de marque Thorlabs et AFR.

On notera que les cas Thorlabs - AFR et AFR - Thorlabs ne sont pas équivalents puisque la fibre d'entrée et celle de sortie ne sont pas identiques. A partir des données explicitées, on peut calculer le Mode Field Diameter (MFD) dans chaque fibre et évaluer grâce à cela la transmission maximale une fois ces fibres soudées. La transmission pour deux fibres alignées de MFD différents est alors donnée par :

$$T = \left(\frac{2 \times MFD_1 \times MFD_2}{MFD_1^2 + MFD_2^2} \right)^2 \quad (4.1)$$

On donne dans la table 4.3 la transmission totale, c'est-à-dire en ayant pris compte chaque soudure potentielle entre la fibre d'entrée et celle des isolateurs, celles entre les isolateurs-même et entre ces derniers et celle de sortie.

Configuration	Transmission totale
Thorlabs - Thorlabs	0,87
Thorlabs - AFR	0,83
AFR - Thorlabs	0,56
AFR - AFR	0,74

TABLE 4.3 – Transmission totale pour chaque configuration de couple d'isolateurs fibrés.

On voit que l'assemblage de deux isolateurs Thorlabs est optimal. Pour installer ces isolateurs, et pour pouvoir tester la transmission, nous avons dû retirer l'isolateur espace libre du bras A. Avant de retirer le connecteur d'entrée, le faisceau a été collimaté. Il s'est avéré qu'un problème de polarisation en sortie de fibre, couplé à une perte de puissance comparée à l'autre bras (environ 3 fois moins de puissance) était à noter. Le faisceau ne présentait aucune polarisation particulière alors même que les fibres du montage sont à maintien de polarisation. Ce problème était dû à un composant 99/1 utilisé pour rediriger une partie de la puissance vers une photodiode de sécurité (1A FW) dont le rôle est de vérifier que la puissance en entrée de fibre amplificatrice est

suffisante. Le composant ne fonctionnait plus comme attendu, entraînant une émission d'ASE dans la fibre amplificatrice, d'où la polarisation non spécifique en sortie. La perte de puissance était aussi due à des défauts dans la fibre amplificatrice, probablement à cause d'un effet de photo-noircissement. Cet effet est propre aux fibres dopées ytterbium et survient lorsque les conditions de stockage ne sont pas optimales (notamment lorsque les fibres sont exposées à de la lumière et à de l'humidité).

Une fois ces réparations effectuées, nous avons pu placer un premier isolateur en sortie de fibre amplificatrice. En comparant la puissance en sortie d'isolateur et la puissance en sortie de fibre active, nous relevons des pertes de plus de 2,4 dB (allant jusqu'à 2,9 dB en conditions nominales d'utilisation) en fonction du courant des diodes de pompe, présentées en table 4.4.

Isolateur 1

Intensité du courant dans les diodes de pompe (A)	0,46	0,92	1,38	1,84	2,3	2,76	3,22	3,68
Puissance (W)	0,012	0,115	0,247	0,407	0,590	0,840	1,06	1,31
Pertes (dB)	1,8	2,4	2,4	2,4	2,5	2,6	2,7	2,9

TABLE 4.4 – Puissance et pertes en sortie d'isolateur 1 fibré soudé après la fibre active en fonction de la tension aux bornes des diodes de pompe.

Ces pertes devraient être indépendantes de la puissance reçue par l'isolateur et sont beaucoup plus importantes que ce qu'annonce le constructeur, à savoir 1,3 dB. Le problème vient alors soit de l'isolateur, soit de la soudure entre ce dernier et la fibre active. Après l'endommagement de plusieurs composants lors de la montée en puissance de l'étage 1A, on décide de souder au deuxième isolateur un connecteur afin de tester les pertes intrinsèques à l'isolateur, en l'injectant avec la sortie de l'amplificateur 1 W. On retrouve alors l'atténuation annoncée par le constructeur, à savoir 1,3 dB. On en déduit que l'isolateur 2 fonctionne correctement et qu'il peut remplacer l'isolateur 1. Après avoir soudé l'isolateur 2, on relève la puissance en fonction du courant des diodes de pompes comme effectué pour l'autre isolateur, donné en table 4.5. L'évolution des pertes d'insertion est alors en accord avec ce qui est attendu, à savoir indépendantes de la puissance d'entrée.

Isolateur 2

Intensité du courant dans les diodes de pompe (A)	0,46	0,92	1,38	1,84	2,3	2,76	3,22	3,68
Puissance (W)	0,02	0,148	0,314	0,518	0,750	1,10	1,42	1,81
Pertes (dB)	0	1,30	1,40	1,38	1,50	1,40	1,42	1,47

TABLE 4.5 – Puissance et pertes en sortie d'isolateur 2 fibré soudé après la fibre active en fonction de la tension aux bornes de diodes de pompes.

Pour déterminer si les pertes observées pour l'isolateur 1 sont intrinsèques ou proviennent des soudures, il nous faut procéder de la même manière que pour l'isolateur 2, à savoir souder un connecteur en entrée afin de pouvoir relever la puissance en sortie de l'amplificateur 1 W. Une fois cela fait, on se rend compte que le programme utilisé pour réaliser les soudures en mode automatique présente quelques défaillances, puisqu'une fois utilisé en mode manuel, on retrouve les propriétés annoncées pour l'isolateur. En effet la soudeuse, via son programme automatique n'aligne pas toujours correctement

les axes principaux des deux fibres l'une à l'autre. Dans le cas de fibre à maintien de polarisation cela peut entraîner un couplage de la polarisation sur une autre direction et ainsi atténuer la puissance en sortie de l'isolateur fibré, puisque sa transmission dépend de l'état de polarisation de l'onde.

Effectuer les soudures des isolateurs optiques en mode manuel a résolu ce problème de transmission non optimale de ces composants, problème qui a entraîné par le passé plusieurs destructions de composants du bras A.

4.1.2 Mise à niveau de l'étage 2 du bras B

Au niveau du deuxième étage d'amplification, deux différences sont à noter entre les deux bras :

- la longueur des fibres dopées
- la sortie en espace libre

Concernant la différence de longueur, on a sur le bras A 8 mètres de fibre amplificatrice tandis que sur le bras B cette longueur n'est que de 3 mètres. Cette différence de longueur entraîne une différence de puissance à $1 \mu\text{m}$ en sortie de fibre mais aussi une puissance de pompe résiduelle élevée dans le cas du bras B, du même ordre de grandeur que la puissance signal, qui doit être correctement évacuée. On aimerait alors égaliser les longueurs de fibres actives en remplaçant celle de 3 m par une fibre plus grande, identique à celle du bras A. Il nous faut alors souder le coupleur de pompe (bundle) à la fibre active, ce qui présente des difficultés.

Lors des essais pour cette soudure, des bulles d'air semblent apparaître en provenance de la fibre active lorsque l'arc électrique de la soudeuse vient fusionner les deux extrémités. Plusieurs pistes sont explorées pour pallier ce problème, et nous décidons de changer la fibre amplificatrice, approvisionnée il y a quelques années, et qui semble avoir subi du photo-noircissement. La nouvelle fibre possède des propriétés différentes concernant l'absorption à la longueur d'onde de pompe (976 nm), nous devons donc adapter la longueur de fibre pour que la puissance disponible puisse être identique sur les deux bras. La fibre en place sur le bras A possède une absorption dans la gaine de 0,8 dB/m à 920 nm, tandis que celle à développer présente une absorption de 0,5 dB/m. Afin d'obtenir un résultat semblable il faudrait utiliser 12,8 m de la nouvelle fibre. Ayant à notre disposition une bobine de 20 m, nous décidons d'en utiliser 11 m afin d'en garder une longueur suffisamment importante en cas d'endommagement qui nécessiterait un remplacement total de la fibre active.

La deuxième grosse différence est le passage en espace libre en sortie d'étage 2. Là où pour le bras A ce passage se fait à l'aide d'un embout d'extrémité (end-cap), pour le bras B il s'agit simplement d'une clive avec un angle. On a alors des problèmes de stabilité dans le temps concernant notamment l'alignement (collimation) et une plus grosse sensibilité aux vibrations mécaniques dues à l'environnement. On souhaite donc aussi placer sur ce bras un autre embout d'extrémité.

4.1.3 Mesure de la puissance de pompe disponible

En conclusion de cette partie, la figure 4.2 présente l'état actuel des sources de pompe que l'on a à disposition pour la combinaison cohérente d'OPOs continus. Lors de l'expérience de combinaison cohérente de différence de fréquences, de nombreux dégâts matériels avaient eu lieu à cause d'instabilités mécaniques et de retours dans les fibres optiques utilisées. En s'étant assuré de limiter les parties en espace-libre au sein

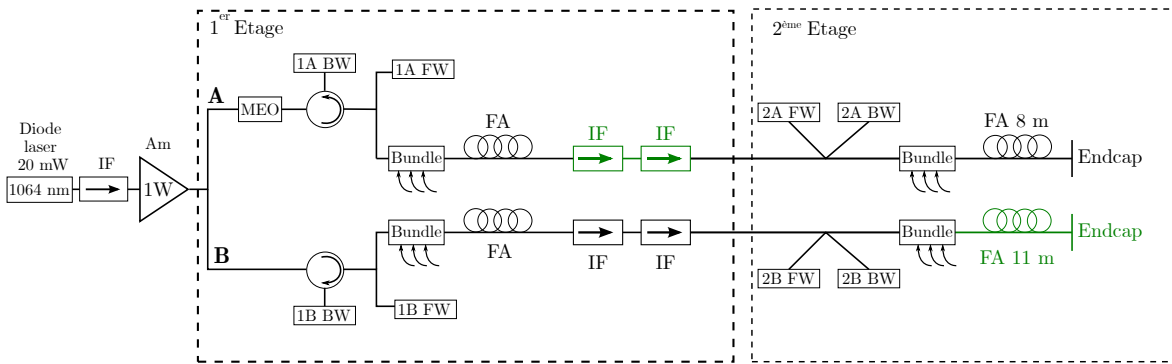


FIGURE 4.2 – Schéma des sources utilisées pour la réalisation de la combinaison cohérente de différence de fréquences après symétrisation des bras de combinaison. If : Isolateur fibré, Am : Amplificateur, FA : Fibre Amplificatrice, IF : Isolateur Fibré, IEL : Isolateur Espace Libre, BW : photodiode de sécurité de retours, FW : photodiode de sécurité avant.

des étages d'amplification, les risques d'endommagement sont diminués. Cela nous a aussi permis de mettre en lumière certains composants présentant des défauts (dus à un vieillissement ou endommagés lors de la précédente expérience) et de les remplacer par de nouveaux. On donne en figure 4.3 la puissance de pompe disponible en sortie du bras B.

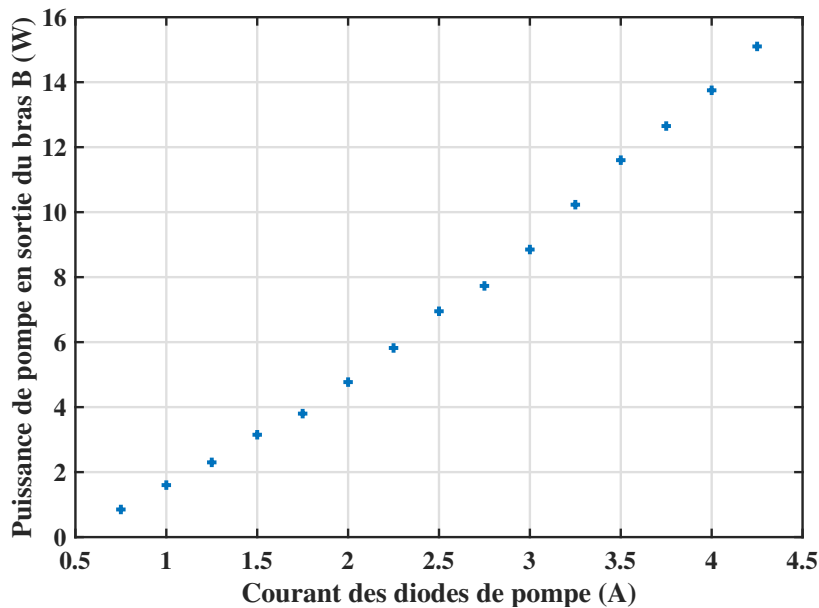


FIGURE 4.3 – Puissance de pompe à 1064 nm disponible sur l'étage B en fonction du courant des diodes de pompe.

On remarque que dès lors que l'on dépasse les 4,25 A de courant de diodes de pompe, des fluctuations sont observées sur les photodiodes de sécurité retour, indiquant qu'une portion de la pompe semble revenir en amont du montage. Nous sommes ainsi limités à une quinzaine de watts de puissance de pompe, principalement à cause de la rétrodiffusion Brillouin.

La mesure de la puissance disponible se fait à la suite d'une lame dichroïque et d'un isolateur espace-libre afin de protéger le montage fibré. On note sur le bras A des

fluctuations de puissance au cours du temps après l'isolateur. On donne en figure 4.4 la puissance de pompe en fonction du courant des diodes de pompes avec les limites haute et basse de la puissance obtenue et en figure 4.5 un exemple de l'évolution de la puissance normalisée au cours du temps mesurée à l'aide d'une photodiode, en aval de l'isolateur.

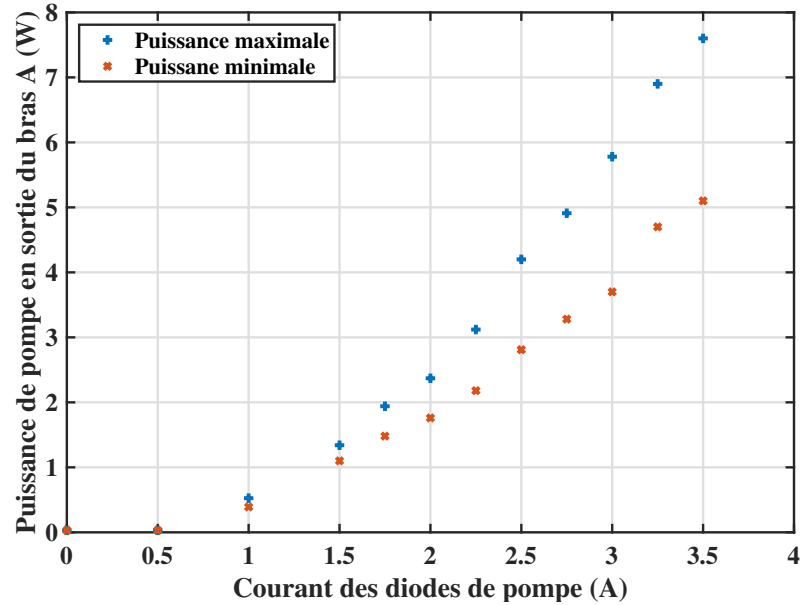


FIGURE 4.4 – Puissance de pompe à 1064 nm disponible en sortie d'étage A en fonction du courant des diodes de pompe.

La fluctuation de puissance ne semble pas être présente avant l'isolateur, ce qui semble indiquer un problème de polarisation. On décide alors d'observer l'état de polarisation de la pompe en sortie de cet étage avant l'isolateur à l'aide d'un polarimètre. Le résultat d'une mesure de 30 secondes est donné en figure 4.6.

On observe un déplacement au cours du temps sur la sphère de Poincaré correspondant à une évolution en forme et en direction de la polarisation. Cette évolution, après passage par un isolateur espace-libre, se traduit par une fluctuation de puissance de pompe.

Après avoir observé l'état de polarisation au niveau des différentes photodiodes de sécurités de la partie fibrée de l'étage A, nous en venons à la conclusion qu'un

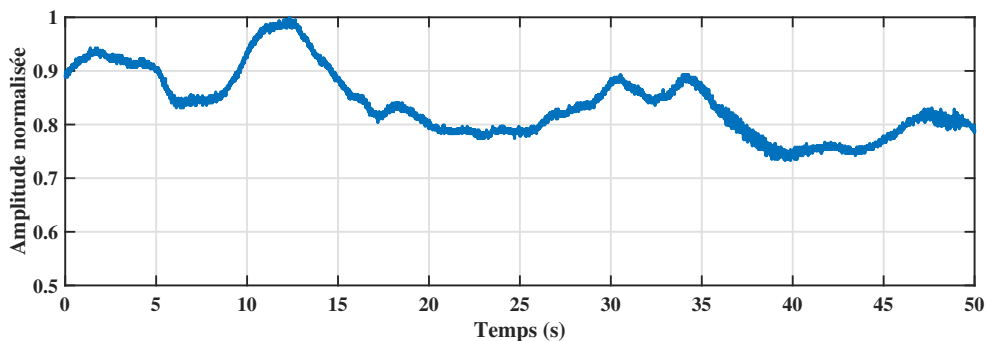


FIGURE 4.5 – Évolution au cours du temps de la puissance de pompe normalisée en sortie du bras A.

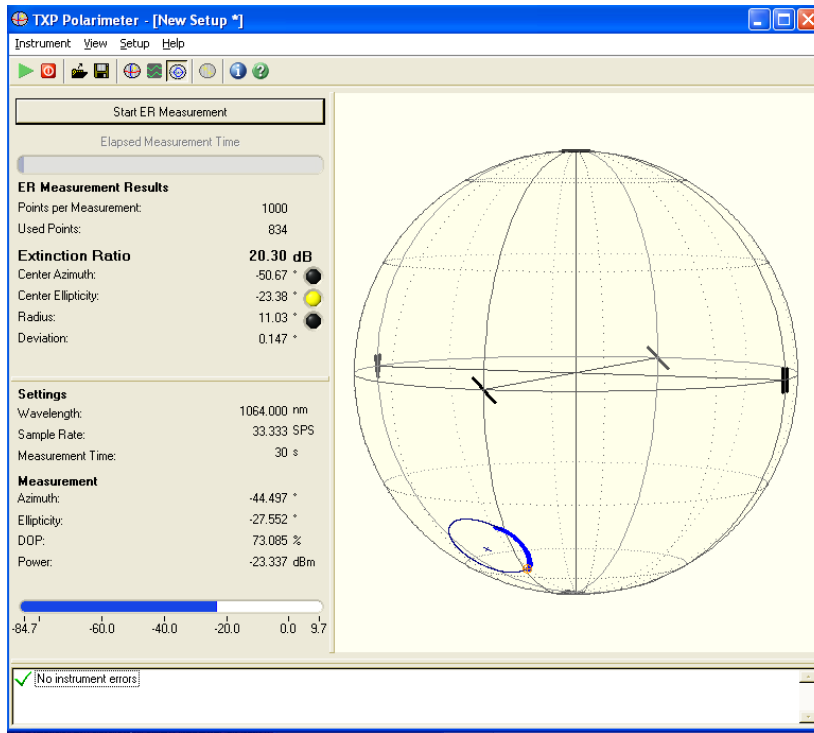


FIGURE 4.6 – Évolution au cours du temps (30 s) sur la sphère de Poincaré de la polarisation en sortie de fibre optique.

problème au niveau de la soudure entre le coupleur de pompe et la fibre amplificatrice est apparu. Nous ne pouvons remplacer cette soudure par manque de fibre disponible sur le coupleur de pompe, et devons ainsi prendre en considération ces fluctuations lorsque nous développerons la cavité OPO sur le bras A. De plus ce défaut entraîne des retours plus importants limitant la puissance de pompe que l'on peut utiliser pour cette cavité. On note ainsi un facteur 2 entre la puissance de pompe utilisable sur la bras A et sur le bras B.

4.1.4 Réalisation de fours pour le maintien en température des cristaux non linéaires

Une autre modification apportée concerne les fours utilisés pour maintenir les cristaux de PPLN à la température que l'on souhaite. Nous avons ici pris la décision de les réaliser nous-même sur un modèle déjà existant au sein du laboratoire, présenté en figure 4.7.

Ces fours sont usinés dans de l'aluminium qui possède une bonne conductivité thermique. Afin de stabiliser en température l'aluminium, on utilise des modules thermoélectriques, placés sur le dessus et sur un côté des fours. La température est asservie grâce à une thermistance placée sur le four. On présente en figure 4.8 une photographie du four monté sur le banc.

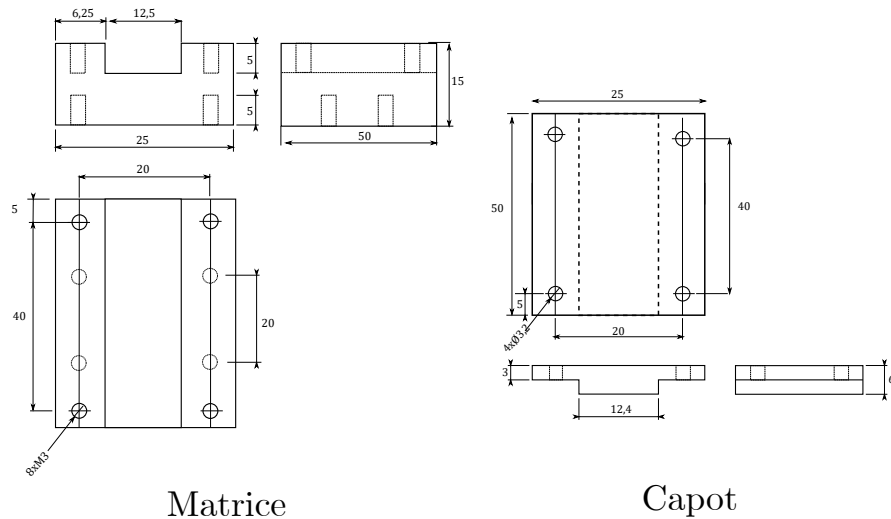


FIGURE 4.7 – Dessin d’usinage pour les fours utilisés pour chauffer les cristaux non linéaires.

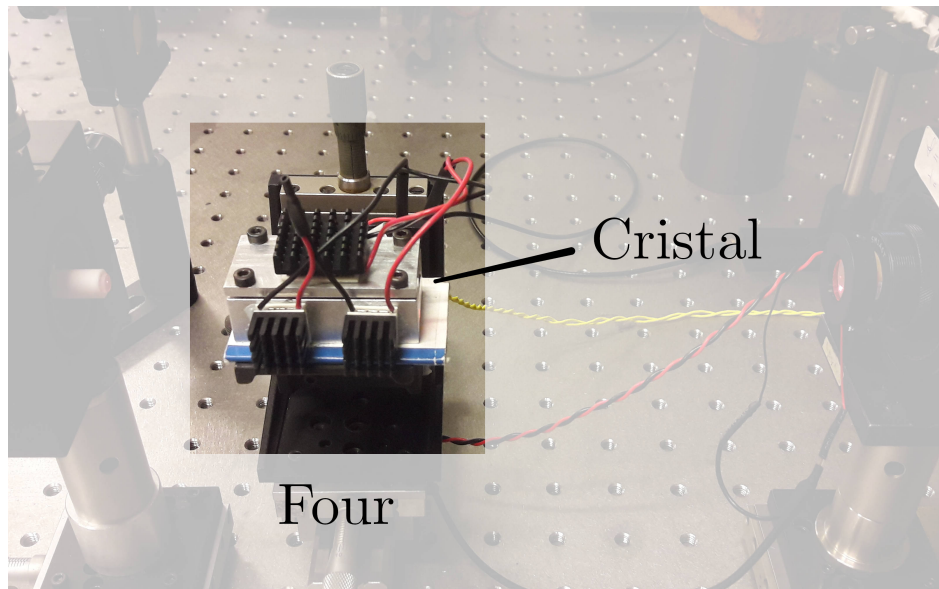


FIGURE 4.8 – Four en aluminium réalisé pour maintenir le cristal non linéaire à la température souhaitée grâce à des modules Peltier et à une thermistance.

4.2 Étude et dimensionnement de cavités résonnantes OPO

Nous avons pu voir dans le premier chapitre relatif aux processus de conversion de fréquence qu’il existe différents types de cavités résonnantes réalisables pour un OPO. Cette partie a mis en lumière deux configurations en particulier pour le cas d’OPO continus simplement résonnants, à savoir les cavités dites *linéaires* où l’onde résonnante est une onde stationnaire dues aux réflexions en incidence normale sur les miroirs délimitant les extrémités de la cavité; et les cavités *en anneau* où l’onde résonnante est une onde progressive unidirectionnelle. Ces deux types de cavités sont

illustrés en figure 4.9.

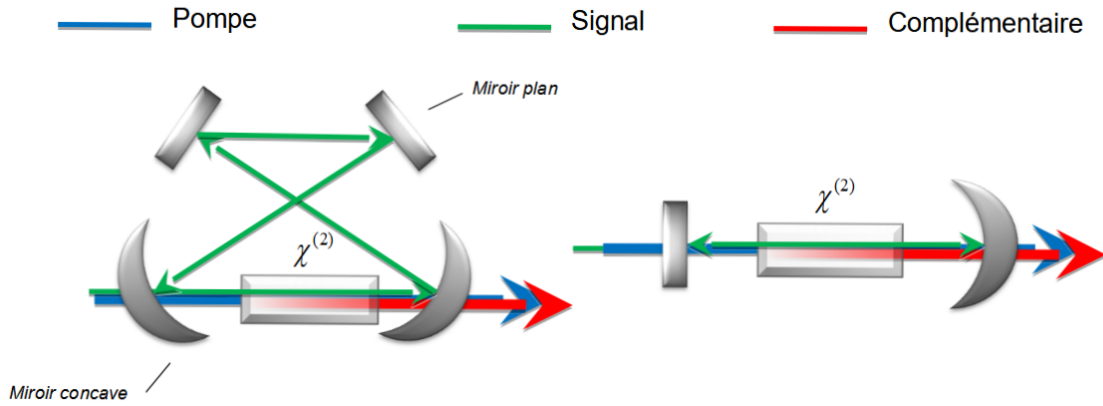


FIGURE 4.9 – Deux exemples de cavités d’oscillateur paramétrique optique avec cristal non linéaire au centre. À gauche une cavité en anneau et à droite une cavité linéaire dite *hémisphérique* compte tenu de la présence d’un miroir plan et d’un miroir concave.

4.2.1 Rappels sur les éléments impactant le seuil d’oscillation d’un OPO

L’estimation théorique du seuil d’oscillation en watts d’un OPO $P_{p, \text{th}}$ est calculée au chapitre 2 :

$$P_{p, \text{th}} = \frac{\varepsilon_0 n_s^2 c \lambda_p^3}{\pi^2 d_{\text{eff}}^2 L (1 - \delta^2) \bar{h}_m(B, \xi)} (1 - R_s e^{-\alpha_s L}) \quad (4.2)$$

avec n_s l’indice de réfraction du cristal à la longueur d’onde signal, λ_p la longueur d’onde de pompe, d_{eff} le coefficient non linéaire effectif, L la longueur du cristal, R_s la réflectivité des miroirs à la longueur d’onde signal et α_s l’absorption du cristal à cette même longueur d’onde. Le paramètre δ est lié aux longueurs d’ondes en présence et est évalué par $\delta = 2\lambda_p/\lambda_s - 1$. Le facteur $\bar{h}_m(B, \xi)$ dépend quant à lui de la biréfringence du matériau ainsi que de la focalisation des faisceaux gaussiens caractérisée par $\xi = L\lambda/2\pi n\omega_0^2$.

On peut donc identifier plusieurs paramètres sur lesquels nous pouvons agir lors du développement des cavités : le seuil de l’OPO est affecté par la focalisation des faisceaux gaussiens au travers de $\bar{h}_m(B, \xi)$, ainsi que par les réflectivités des miroirs via la réflectivité totale R_s . D’autres paramètres entrent en jeu mais ces derniers vont être fixés pour notre étude, notamment ceux relatifs au matériau utilisé, comme le coefficient non linéaire effectif, son absorption ou sa longueur.

L’évaluation de $\bar{h}_m(B, \xi)$ a été effectuée par Boyd et Kleinman en 1968 [122] et on donne, en figure 4.10, \bar{h}_m en fonction de ξ pour différentes valeurs de B ($B = 0$ correspondant au cas sans biréfringence qui est le nôtre).

Ainsi il est nécessaire de s’intéresser aux tailles de faisceaux qu’il est possible d’obtenir pour les cavités que nous souhaitons mettre en place, et notamment au waist w_0 au centre de la cavité. La théorie prédit ainsi qu’il est nécessaire de maximiser \bar{h}_m pour minimiser le seuil, ce qui se trouve être le cas lorsque ξ se trouve entre 1 et 7, avec un optimum à $\xi = 2,84$ où $\bar{h}_m(B, \xi) = 1,068$. Il est intéressant de noter que cet optimum est le même pour le processus de génération de seconde harmonique SHG et pour le

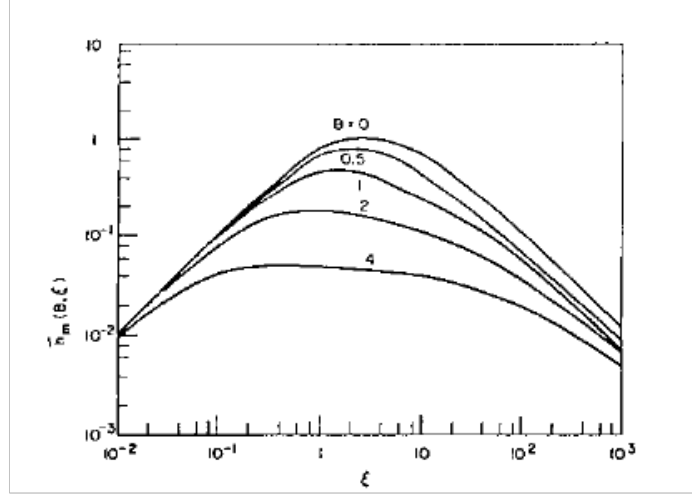


FIGURE 4.10 – Évolution du facteur \bar{h}_m en fonction du paramètre de focalisation ξ . [122]

processus d'amplification paramétrique. Cependant d'après Harris [123], propos corroborés par des tests expérimentaux [124, 125], il n'est pas nécessaire d'obtenir une telle focalisation qui peut entraîner un décalage de l'accord de phase. De plus un coefficient à 2,84 ne présente qu'une augmentation du gain de 20 % par rapport au cas où $\xi = 1$.

Pour mieux pouvoir prédire l'impact de la focalisation sur le seuil, il est intéressant de pouvoir calculer différemment le facteur $\bar{h}_m(B, \xi)$ qui est en réalité le maximum d'une fonction dont un des paramètres est optimisé, à savoir $\bar{h}_m(B, \xi) = \max [\bar{h}(\sigma, B, \xi)]_\sigma$ avec :

$$\bar{h}(\sigma, B, \xi) = \frac{1}{4\xi} \int_{-\xi}^{\xi} \int_{-\xi}^{\xi} \frac{e^{i\sigma(\tau-\tau')} e^{-B^2\tau^2/\xi}}{(1+i\tau)(1-i\tau)} d\tau d\tau' \quad (4.3)$$

Le paramètre σ est relié à l'accord de phase via $\sigma = b\Delta k/2$. Il est possible d'obtenir une expression analytique approchée de la version optimisée de l'équation 4.3 [126] et ainsi l'implémenter dans des calculs numériques de seuil. Ainsi on peut écrire :

$$\bar{h}_m(B, \xi) = \frac{\bar{h}_{\text{mm}}(B)\bar{\gamma}(B)\xi}{|\xi - \bar{\xi}_m(B)|^{\bar{n}(B)} + \bar{\gamma}(B)\xi} \quad (4.4)$$

où l'on a :

$$\begin{aligned} \bar{\xi}_m(B) &= \frac{2.84 + 0.4B}{1 + B} & \bar{\gamma}(B) &= \frac{[\bar{\xi}_m(0)]^{\bar{n}(0)}}{\bar{h}_{\text{mm}}(0)} e^{-1.75B} + 3.5B + 0.6B^2 \\ \bar{h}_{\text{mm}}(B) &= \frac{1.068}{1 + 1.3B^2} & \bar{n}(B) &= \frac{1 + 91 + 1.88B^2}{1.006B + B^2} \end{aligned} \quad (4.5)$$

On peut dès lors étudier l'évolution du seuil d'oscillation de l'OPO en fonction des différents paramètres évoqués plus tôt. On donne en figure 4.11 un exemple de l'évolution du paramètre $\bar{h}_m(B, \xi)$ en fonction de la taille du waist w_0 pour un cristal de PPLN ($n_s = 2,14$ [127]) de longueur $L = 15$ mm, $L = 20$ mm ou $L = 50$ mm pour une longueur d'onde signal à 1480 nm.

On voit ainsi que la condition énoncée précédemment concernant la fenêtre d'évolution du paramètre de focalisation ξ qui permet un seuil optimal se traduit dans ce

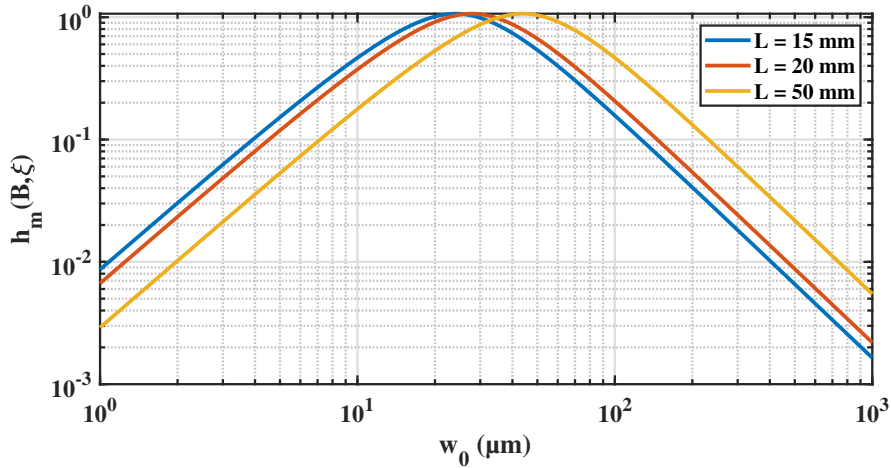


FIGURE 4.11 – Évolution du facteur $\bar{h}_m(B, \xi)$ en fonction de la taille de waist w_0 dans un cristal de PPLN de longueur L et pour une longueur d'onde signal à 1480 nm dans le cas où $B = 0$.

cas présent par une taille de waist qui naturellement diffère en fonction de la longueur du cristal. Ainsi pour un cristal de 15 mm, on souhaitera avoir un waist se situant entre 15 et 40 μm , tandis que pour un cristal de 50 mm, il sera préférable qu'il se situe entre 40 et 80 μm . Grâce à cela on est alors capable d'obtenir l'évolution du seuil en puissance continue en fonction des deux paramètres qui ont été évoqués jusque-là, à savoir w_0 ainsi que la réflectivité totale (ou les pertes) à la longueur d'onde signal. Ceci est illustré en figure 4.12.

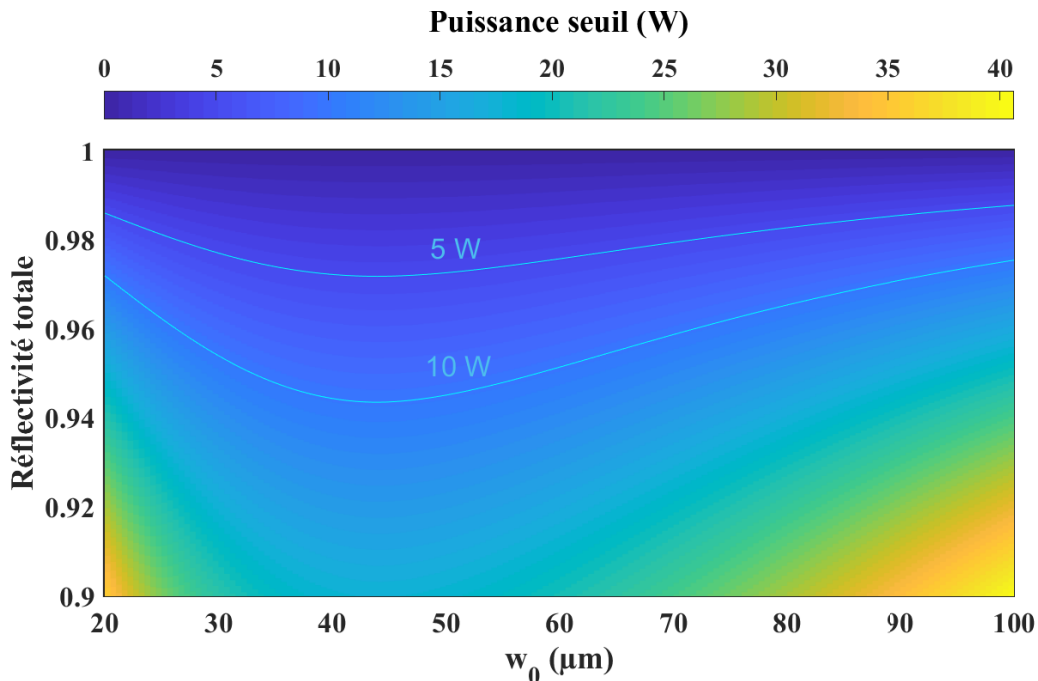


FIGURE 4.12 – Évolution du seuil d'oscillation d'un OPO en fonction de la taille de waist w_0 et de la réflectivité totale des miroirs à la longueur d'onde résonnante composants la cavité pour un cristal de PPLN de 50 mm.

L'impact des pertes intra-cavité (au travers de la réflectivité totale des miroirs) est

linéaire tandis que celui du waist est moins direct comme on a pu le voir avec l'étude précédente sur le paramètre de focalisation. Afin de mieux illustrer cela, on donne en figure 4.13 la variation du seuil d'oscillation en fonction d'un de ces deux paramètres quand l'autre est fixé.

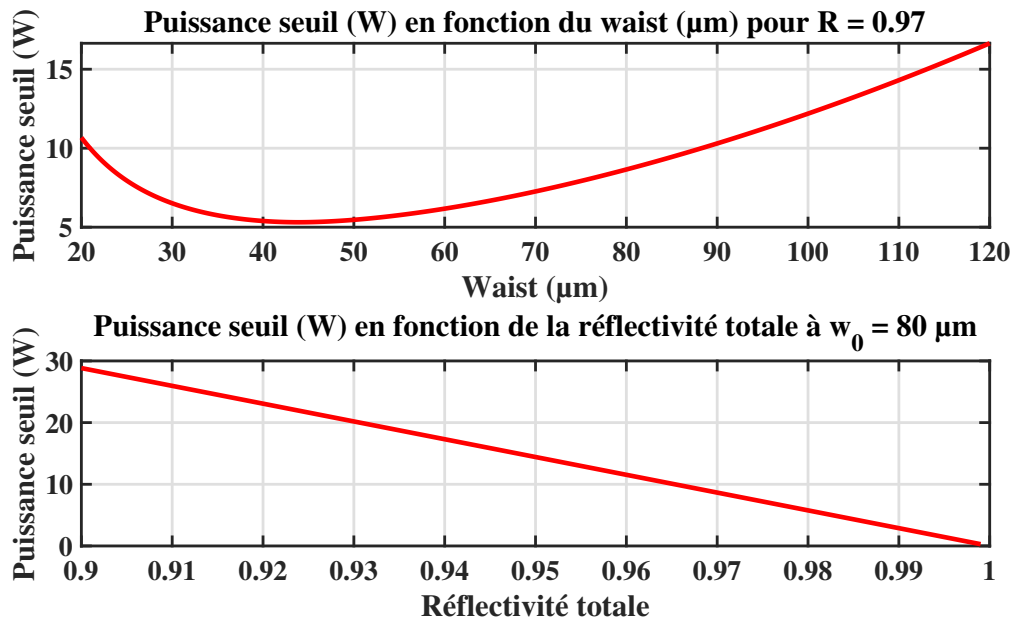


FIGURE 4.13 – Évolution du seuil d'oscillation d'un OPO en fonction de la taille de waist w_0 à R fixe (haut) et évolution du seuil d'oscillation d'un OPO en fonction de la réflectivité totale des miroirs à w_0 fixe (bas) pour un cristal de PPLN de 50 mm.

Nous allons dans un premier temps nous intéresser à l'impact de la taille du waist w_0 au centre de la cavité et notamment à son évolution au sein de différents types de cavité optique. En effet comme vu lors du chapitre consacré à l'état de l'art, il existe plusieurs cavités utilisées pour la réalisation d'oscillateurs paramétriques optiques simplement résonnants, les principales étant constituées de deux ou quatre miroirs, dont les intérêts respectifs ont été présentés dans ce chapitre. Nous allons ici décrire et dimensionner de telles cavités et étudier l'impact de ces dimensionnements sur la taille de waist ainsi que sur la stabilité de la cavité.

4.2.2 Cavités linéaires à deux miroirs

Parmi les types de cavités laser les plus communs se trouvent les cavités à deux miroirs, qu'ils soient plan ou possédant un rayon de courbure R_i dont le signe dépend du sens de la courbure. Grâce au formalisme des matrices ABCD, il est possible de déterminer la zone de stabilité, la taille de waist en fonction des rayons de courbure ainsi que de la distance les séparant. La position du waist au sein de la cavité dépend alors aussi des rayons de courbure, notamment lorsque ceux-ci ne sont pas égaux. De manière générale, l'expression du waist ainsi que sa position dans la cavité est donnée

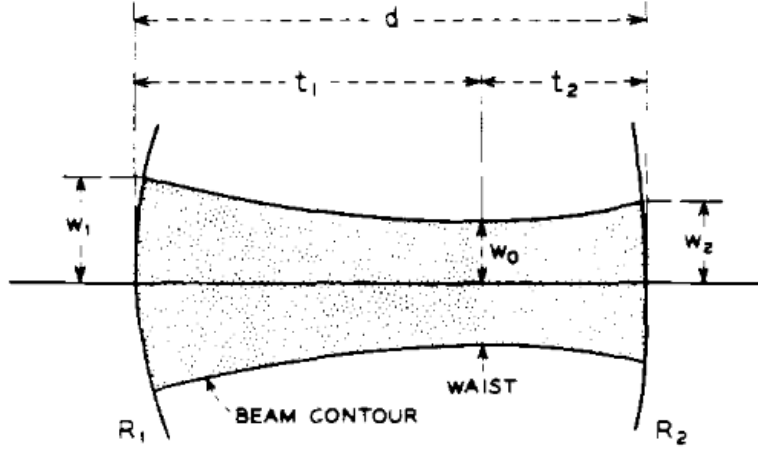


FIGURE 4.14 – Schéma d'une cavité résonnante à deux miroirs de rayons de courbure R_1 et R_2 , espacés d'une distance d l'un de l'autre. [128]

par [128] :

$$w_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{d(R_1 - d)(R_2 - d)(R_1 + R_2 - d)}{(R_1 + R_2 - 2d)^2} \quad (4.6)$$

$$t_1 = \frac{d(R_2 - d)}{(R_1 + R_2 - 2d)} \quad (4.7)$$

$$t_2 = \frac{d(R_1 - d)}{(R_1 + R_2 - 2d)} \quad (4.8)$$

où R_1 correspond au rayon de courbure du premier miroir, R_2 celui du second séparé d'une distance d , et t_1 et t_2 les espaces séparant le waist respectivement du premier et du deuxième miroir, illustré en figure 4.14 :

Les données précédentes sont obtenues en considérant l'évolution du rayon de courbure du front d'onde $R_c(z)$, qui doit être égal au rayon de courbure du miroir à l'endroit où il se trouve. Il s'agit en réalité des solutions du système :

$$\begin{cases} R_c(-t_1) = R_1 \\ R_c(t_2) = R_2 \end{cases} \quad (4.9)$$

Soit :

$$\begin{cases} -t_1 \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda t_1} \right)^2 \right] = R_1 \\ t_2 \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda t_2} \right)^2 \right] = R_2 \end{cases} \quad (4.10)$$

La stabilité d'une telle cavité est encore une fois obtenue en considérant le formalisme des matrices ABCD et peut s'exprimer de la sorte :

$$0 < \left(1 - \frac{d}{R_1}\right) \left(1 - \frac{d}{R_2}\right) < 1 \quad (4.11)$$

Il est possible dans un premier temps de considérer que les deux miroirs possèdent un rayon de courbure identique tel que $R_1 = R_2 = R_m$. L'expression 4.6 et celle de stabilité 4.11 se simplifient ainsi pour donner :

$$w_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{d(2R_m - d)} \quad (4.12)$$

$$0 < \left(1 - \frac{d}{R_m}\right)^2 < 1 \quad (4.13)$$

Une illustration de l'évolution du waist dans cette configuration est donnée en figure 4.15 en faisant varier le rayon de courbure et la distance qui sépare les miroirs de la cavité. On considère ici le cas où $R_m > 0$, correspondant au cas de miroirs concaves, et on considère une longueur d'onde signal à 1480 nm.

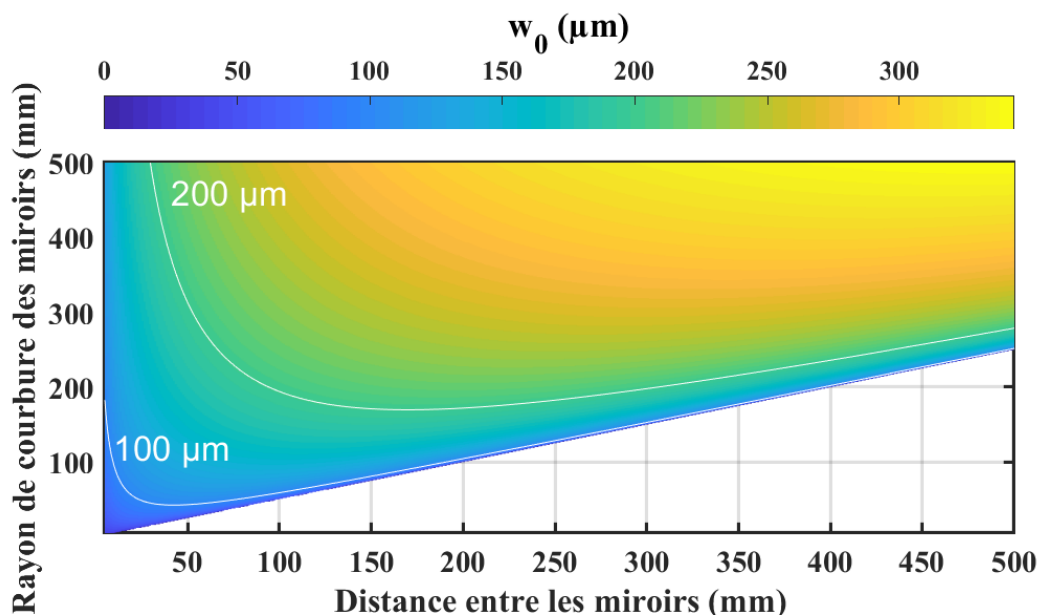


FIGURE 4.15 – Évolution du waist au centre de la cavité en fonction de la distance séparant les miroirs et du rayon de courbure de ces derniers.

Cependant dans la plupart des cas, le rayon de courbure des miroirs est une donnée discrète, les possibilités sont alors réduites et la réelle variable à considérer est alors la distance d . Attardons nous sur le cas le plus simple où cette distance est égale au rayon de courbure.

4.2.2.1 Cavité confocale

Ce type de cavité est dénommé cavité confocale. Cela est dû au fait que le plan focal de chacun des miroirs se trouve être confondu avec le centre de la cavité. Dès lors la condition de stabilité est nécessairement respectée par définition et le waist n'évolue qu'en fonction d'une seule variable.

On remarque dès lors qu'il est difficile pour ce type de cavité de présenter un waist du signal résonnant optimisant le seuil d'oscillation, notamment avec des miroirs disponibles sur étagère. Cela implique une élévation du seuil de l'OPO trop importante pour se situer dans de la plage de puissance que nous avons à disposition. Il faudrait en effet pouvoir obtenir une distance entre les deux miroirs qui soit la plus courte possible,

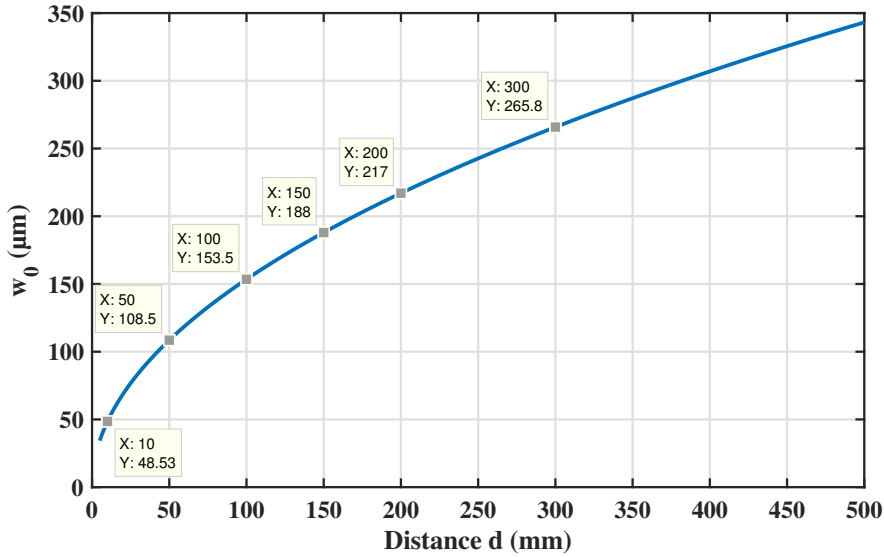


FIGURE 4.16 – Évolution du waist pour une cavité confocale en fonction de la distance entre les deux miroirs. Les points annotés correspondent à des rayons de courbure de miroirs communément disponibles en laboratoire.

ce qui peut poser problème d'un point de vue de l'assemblage opto-mécanique en raison de l'encombrement des mécaniques utilisées. Il est à noter aussi que la taille du cristal est à considérer, et qu'on souhaite notamment utiliser un cristal le plus long possible (typiquement 50 mm), ce qui impose une limite physique sur la distance entre les deux miroirs. Ainsi ce choix de configuration sera écarté.

4.2.2.2 Cavité concentrique

Pour espérer obtenir des focalisations plus importantes, il est nécessaire de s'affranchir de la condition $R_m = d$ et de faire varier la distance séparant les miroirs pour un rayon de courbure donné. On donne en figure 4.17 un exemple de l'évolution du waist au sein de la cavité en fonction de la distance séparant les miroirs pour un rayon de courbure fixé à $R_m = 100$ mm.

On remarque qu'on retrouve le cas de la cavité confocale lorsque la distance d est égale au rayon de courbure R_m . Ce type de cavité permet alors d'obtenir une focalisation plus importante au centre de la cavité, mais au prix d'une stabilité plus proche de la limite. En particulier, la focalisation optimale est obtenue lorsque $2d = R_m$. Ce type de cavité est appelé concentrique, les centres des rayons de courbure des miroirs étant alors confondus au centre de la cavité.

Dès lors, en connaissant le rayon de courbure de nos miroirs ainsi que le waist qu'on souhaite obtenir, il suffit d'utiliser l'équation 4.12 pour en extraire la valeur de d :

$$w_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{d(2R_m - d)} \iff d^2 - 2dR_m + \left(\frac{2\pi w_0^2}{\lambda}\right)^2 = 0 \quad (4.14)$$

On retrouve une solution physiquement réalisable sous la forme :

$$d = R_m + \sqrt{R_m^2 - \left(\frac{2\pi w_0^2}{\lambda}\right)^2} \quad (4.15)$$

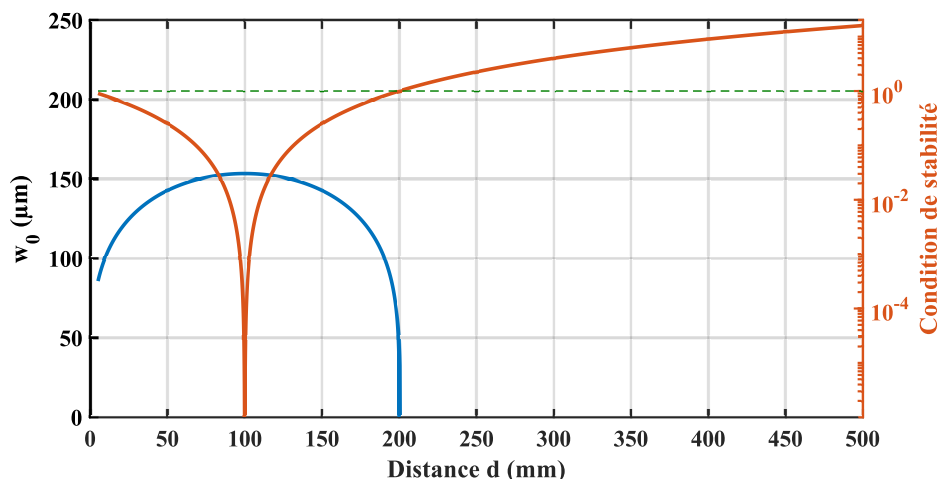


FIGURE 4.17 – Évolution du waist pour une cavité résonnante en fonction de la distance entre les deux miroirs pour une rayon de courbure fixé à $R_m = 100$ mm. La condition de stabilité est aussi tracée, celle-ci ne doit pas dépasser 1, en pointillés verts.

Par exemple, si l'on souhaite obtenir un waist de $50 \mu\text{m}$ avec des rayons de courbures de 100 mm, la distance entre les miroirs devra être de $d = 199,43$ mm. Il est à noter qu'il s'agit d'une longueur optique, et qu'il est nécessaire de prendre en compte la longueur du cristal qui impacte cette distance via son indice de réfraction. Dans l'exemple précédent, le waist choisi correspond à une focalisation optimisée pour un cristal de longueur $L = 50$ mm. À la longueur d'onde 1480 nm, l'indice d'un cristal de PPLN vaut environ $n_s = 2,14$. Ainsi la longueur physique, séparant les deux miroirs avec le cristal placé au centre de la cavité sera en réalité de :

$$d_{\text{physique}} = d + L_{\text{cristal}} \left(1 - \frac{1}{n_s} \right) \quad (4.16)$$

Dans le cas de cet exemple, cela donne $d_{\text{physique}} = 226,07$ mm.

L'avantage de ce type de cavité du point de vue du dimensionnement et de la mise en place expérimentale réside dans son apparente simplicité. L'alignement de telles cavités semble ainsi moins complexe du fait du faible nombre d'optiques. Il est tout de même à noter la vigilance à avoir concernant l'espacement entre les miroirs pour obtenir une dimension de waist exacte puisque, comme on peut l'observer sur la figure 4.17, la variation de w_0 avec cette distance est rapide lorsqu'on s'approche de la limite de stabilité $d = 2R_m$.

4.2.3 Cavités en anneaux à trois miroirs

Il est possible aussi de réaliser une cavité en formant un triangle comme présenté en figure 4.18.

Il suffit alors de reprendre les calculs de dimensionnement menés jusque-là pour la cavité linéaire et de diviser la longueur séparant le miroir concave du cristal en deux parties variables en fonction de l'angle que l'on veut imposer à l'onde signal résonnante. Ce type de cavité a pour avantage d'être moins exposé aux pertes dues aux traitements des faces d'entrée et de sortie du cristal non linéaire ainsi que d'éviter l'établissement de potentielles ondes stationnaires au sein de la cavité pouvant générer des surintensités dangereuses en cas de fonctionnement proche du seuil de dommage

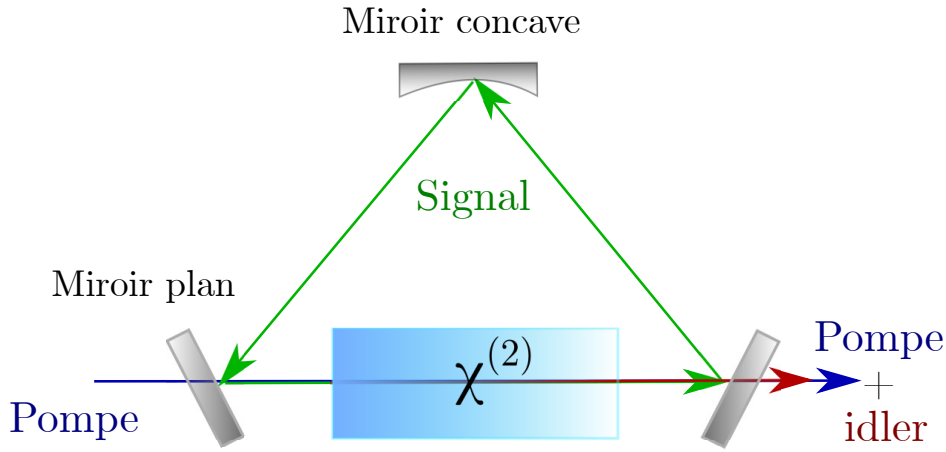


FIGURE 4.18 – Schéma d'une cavité en triangle comportant deux miroirs plans et un miroir concave.

optique ou des modulations spatiales indésirables de l'indice de réfraction pouvant perturber le fonctionnement de l'OPO. Cependant, la présence d'un miroir concave et d'un angle d'incidence non nul sur ce dernier peut entraîner de l'astigmatisme dans le cristal qui vient alors réduire l'efficacité de conversion et ainsi augmenter le seuil, ce qui n'est pas le cas pour la cavité concentrique dont on a discuté précédemment. On donne en figure 4.19 un exemple d'évolution de taille de faisceau résonnant au sein d'une cavité en triangle en utilisant un miroir de 350 mm de rayon de courbure. Afin de se placer dans la zone de stabilité de la cavité, il est nécessaire d'avoir un angle d'incidence faible, ce qui induit aussi des considérations opto-mécaniques d'encombrement, à l'instar des cavités confocales.

Cette information est aussi à prendre en considération quand on évoque les autres cavités en anneau qui vont être détaillées par la suite.

4.2.4 Cavité en anneau à quatre miroirs

Ce type de cavité est très fréquemment utilisé dans des réalisations expérimentales d'oscillateurs paramétriques optiques continus simplement résonnants comme nous avons pu le voir dans le chapitre relatif à l'état de l'art. Cette configuration de cavité permet une plus grande flexibilité sur la géométrie et la taille de faisceau au centre du cristal de par son plus grand nombre de paramètres à considérer. Comme pour le cas à trois miroirs, elle permet d'obtenir une propagation unidirectionnelle pour l'onde signal résonnante évitant ainsi l'établissement d'ondes stationnaires au sein de la cavité. Nous allons ici décrire un moyen de dimensionner géométriquement cette configuration en fonction, une nouvelle fois, du paramètre qui nous intéresse afin de réduire le seuil d'oscillation de l'OPO, à savoir le waist w_0 .

Les conditions de stabilité appliquées à ce cas donnent deux expressions pour les deux waists qui sont présents dans la cavité (entre les deux miroirs concaves et les deux miroirs plans)[129] :

$$z_{R,1} = \frac{1}{2} \left[\frac{L_1 R_m^2 + L_2 R_m^2 - 2L_1 L_2 R_m - L_1^2 R_m + L_1^2 L_2}{R_m - L_2} \right]^{1/2} \quad (4.17)$$

$$z_{R,2} = \frac{1}{2} \left[\frac{L_1 R_m^2 + L_2 R_m^2 - 2L_1 L_2 R_m - L_2^2 R_m + L_1 L_2^2}{R_m - L_1} \right]^{1/2} \quad (4.18)$$

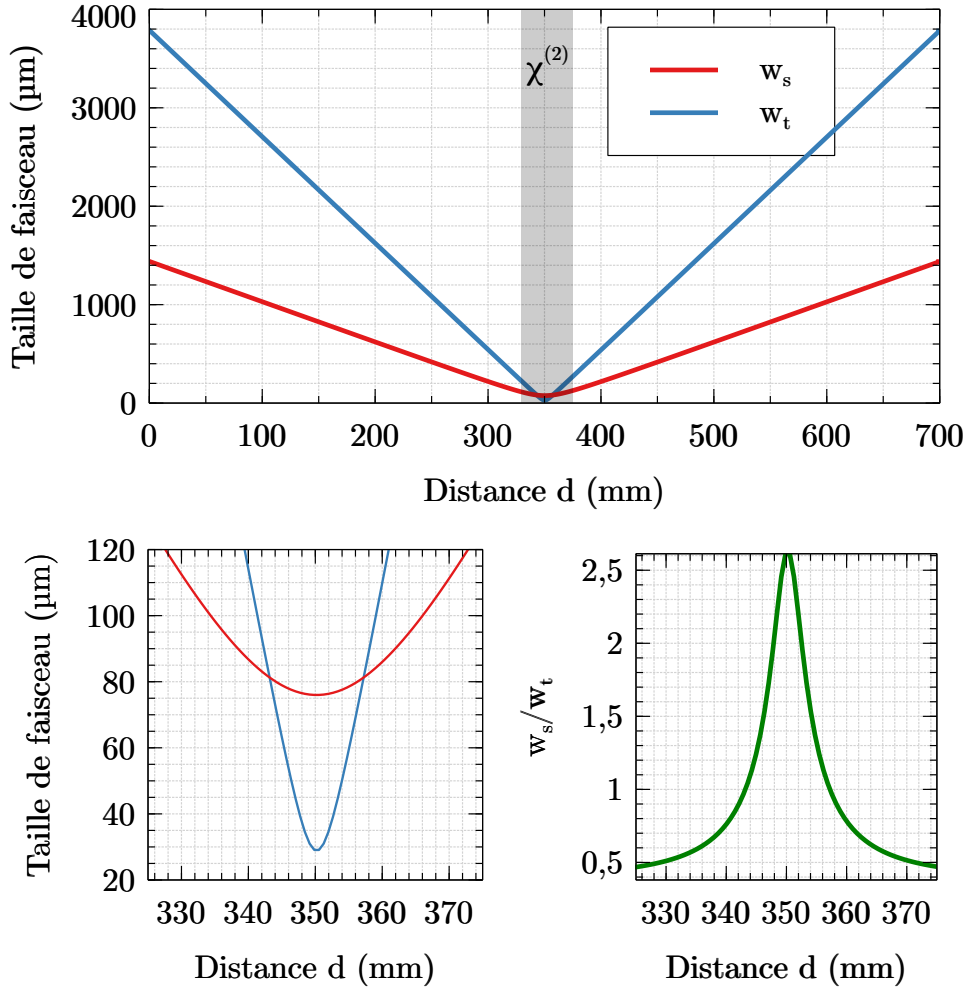


FIGURE 4.19 – Évolution de la taille du faisceau au sein d’une cavité en triangle. En bas évolution au centre du cristal de la taille (gauche) et du rapport (droite) entre les rayons sagittal et tangential.

On pose $q = L_2/L_1$, et R_m correspond ici aussi au rayon de courbure des miroirs qu’on considérera égaux l’un à l’autre. Il existe deux zones de stabilités qui, en fonction de celle qui est vérifiée, place le plus petit waist entre les deux miroirs concaves ou entre les deux miroirs plan. Si le rayon de courbure des miroirs concaves est défini et la distance de Rayleigh fixée (i.e. si on désire obtenir un waist spécifique), on peut déterminer la valeur du rapport q grâce à la relation qui se trouve être le milieu de la zone de stabilité :

$$\frac{z_{R,1}}{R_m} = \frac{1}{4q} \left[\frac{2q+1}{2q-1} \right]^{1/2} \Leftrightarrow \frac{32z_{R,1}^2}{R_m^2} q^3 - \frac{16z_{R,1}^2}{R_m^2} q^2 - 2q - 1 = 0 \quad (4.19)$$

Et une fois q déterminé, on peut obtenir la valeur de L_1 , puis de L_2 grâce à :

$$\frac{L_1}{R_m} = \left[1 + \frac{1}{2q} \right] \quad (4.20)$$

et $L_2 = q \times L_1$.

Nous avons désormais les dimensions globales de la cavité. Cependant les miroirs concaves ne fonctionnent pas en incidence normale, ce qui induit de l’astigmatisme : le

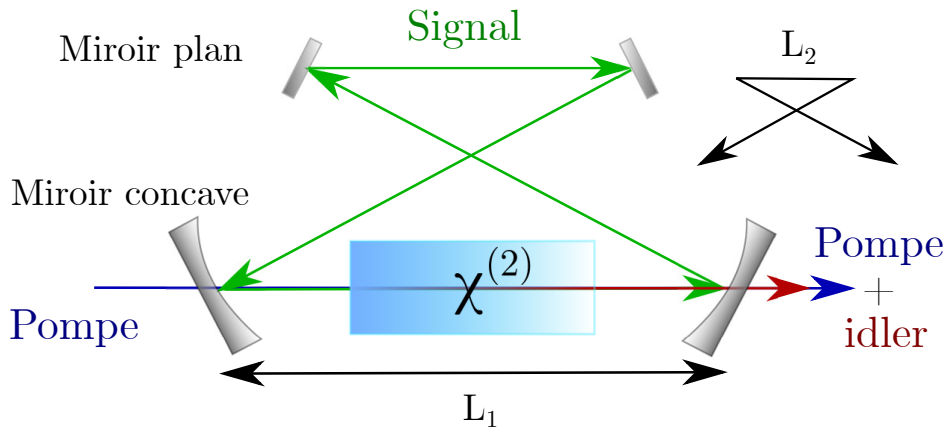


FIGURE 4.20 – Schéma d’une cavité en anneau comportant 2 miroirs concaves espacés d’une distance L_1 et deux miroirs plans. La distance L_2 correspond au parcours d’un premier miroir concave au second en passant par les deux miroirs plans.

waist au centre du cristal n’est alors plus circulaire. Il est possible d’atténuer cet effet en réduisant au maximum les angles d’incidence sur les miroirs concaves, mais il existe une autre méthode. On peut chercher à optimiser l’angle d’incidence afin de compenser cet astigmatisme au centre du cristal. Dès lors, on peut obtenir un faisceau circulaire entre les deux miroirs concaves (soit là où le cristal est disposé) et laisser ce dernier présenter une ellipticité sur le reste de la cavité, là où cette forme elliptique n’est pas impactante sur le pompage du cristal. Pour ce faire, il faut résoudre l’équation en c [130] :

$$x - \frac{1}{4\alpha c} \left[(1 + \alpha)(1 + c^2) + \sqrt{(1 + \alpha)^2(1 + c^2)^2 - 8c^2(1 + \alpha)} \right] = 0 \quad (4.21)$$

où $x = L_1/R_m$, $\alpha = L_2/L_1$ et $c = \cos(\theta)$ où $\theta/2$ est l’angle d’incidence par rapport à la normale. En résolvant cette équation par dichotomie on obtient une valeur d’angle d’incidence. En s’appuyant sur la figure 4.21, on est capable de connaître parfaitement la géométrie de la cavité à partir de ce qui a été déterminé précédemment.

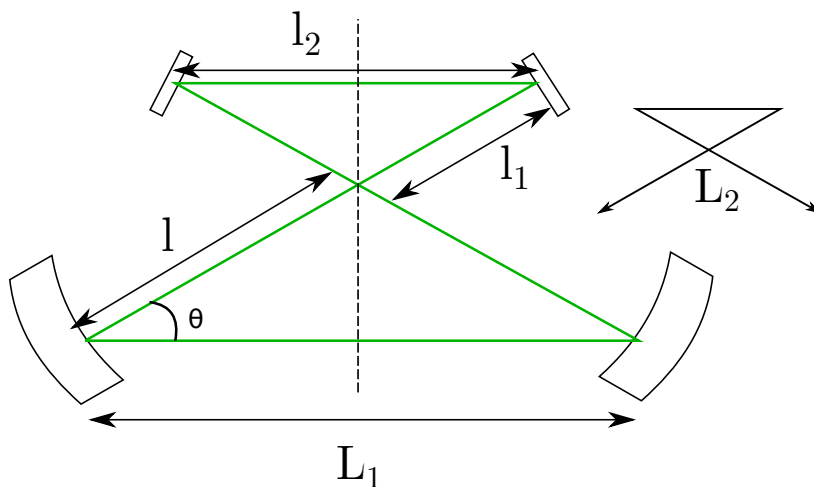


FIGURE 4.21 – Découpage géométrique d’une cavité en anneau pour déterminer ses dimensions.

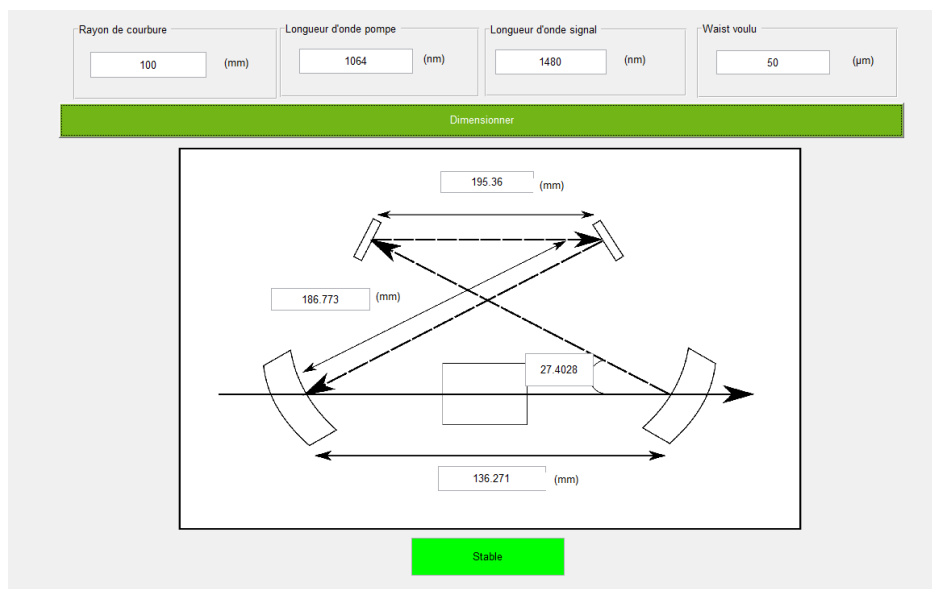


FIGURE 4.22 – Interface graphique Matlab pour l’aide au dimensionnement d’une cavité OPO simplement résonnant en anneau avec compensation de l’astigmatisme induit par les miroirs concaves au centre du cristal.

$$\left\{ \begin{array}{l} l = \frac{L_1}{2 \cos \theta} \\ l_1 = \frac{L_2 - 2l}{2(1 + \cos \theta)} \\ l_2 = 2l_1 \cos \theta \end{array} \right. \quad (4.22)$$

Ici encore il est important de tenir compte de l’indice du cristal dans le dimensionnement de la cavité, les calculs précédents considérant une cavité sans éléments réfractifs. L’angle calculé ainsi que la distance L_2 doivent rester les mêmes pour garantir la compensation de l’astigmatisme induit par les miroirs concaves au centre du cristal. En reprenant la même approche que dans l’équation 4.16, on est capable de dimensionner la cavité en prenant en compte l’indice de réfraction du cristal.

Il est ainsi possible d’automatiser le dimensionnement de la cavité grâce à un script Matlab et de le présenter sous la forme d’une interface graphique grâce à l’outil *GUI* (Graphic User Interface), présenté dans la figure 4.22. En reprenant l’exemple utilisé plus haut, si l’on souhaite obtenir un waist de 50 μm au centre du cristal pour une longueur d’onde signal résonnante à 1480 nm pompée à 1064 nm dans un cristal de PPLN de longueur 50 mm, avec des rayons de courbure des miroirs égaux à 100 mm, on obtient le dimensionnement des longueurs géométriques de la cavité.

En utilisant le logiciel open-source reZonator de conception de cavité laser résonnante, on peut visualiser l’évolution de la taille de faisceau au sein de la cavité qu’on vient de réaliser et s’assurer la bonne compensation de l’astigmatisme dans le cristal. On notera w_s le rayon de faisceau sagittal et w_t le rayon tangentiel. On remarque ainsi une compensation permettant d’obtenir un écart inférieur à 5% grâce à cette méthode où l’angle d’incidence sur les miroirs concaves est supérieur à 10° , retirant des contraintes géométriques sur la cavité et le banc expérimental.

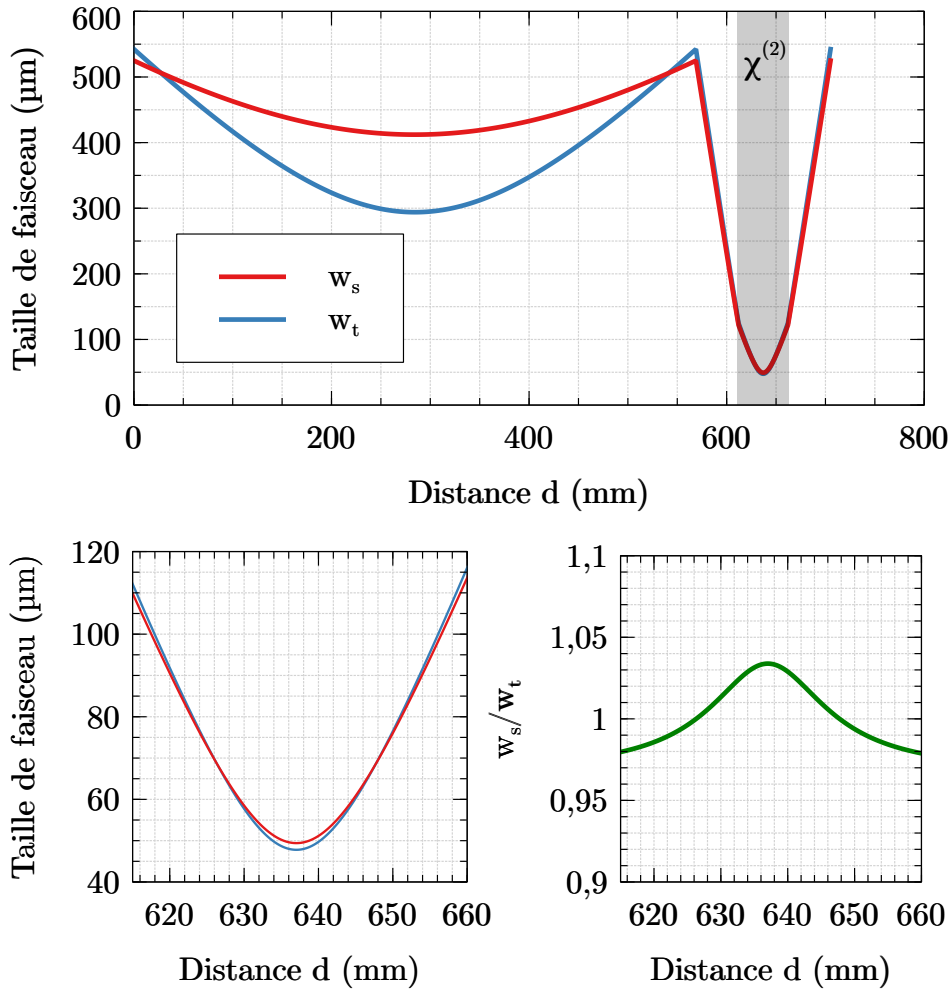


FIGURE 4.23 – Évolution de la taille du faisceau au sein d’une cavité en anneau avec compensation de l’astigmatisme induit par les miroirs concaves. En bas évolution au centre du cristal de la taille (gauche) et du rapport (droite) entre les rayons sagittal et tangential.

4.2.4.1 Cavité linéaire à quatre miroirs

On trouve aussi dans la littérature, comme on a pu le voir dans le chapitre consacré à l’état de l’art [69, 76] un autre exemple de cavité à quatre miroirs. Il s’agit de ce que l’on pourrait qualifier de cavité linéaire à quatre miroirs, où cette fois l’onde signal ne suit pas un trajet unidirectionnel mais effectue des allers-retours dans la cavité, comme dans le cas d’une cavité linéaire à deux miroirs. On en donne une illustration en figure 4.24.

Les propriétés de stabilité et d’accordabilité de ce type de cavité sont comparables à celles des cavités en anneau [76] mais bénéficient d’une plus grande facilité d’alignement que la cavité en anneau. Cependant de par le chemin optique emprunté par l’onde signal, il est à noter que l’impact des réflectivités des miroirs sur le seuil d’oscillation de l’OPO est plus important ici. Nous en ferons la démonstration plus loin dans ce chapitre, qui nous amènera à écarter ce type de configuration.

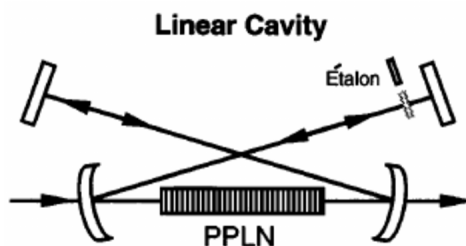


FIGURE 4.24 – Exemple d'un schéma de cavité linéaire à quatre miroirs [69].

4.2.5 Conclusion sur le dimensionnement de cavité pour l'optimisation du seuil d'oscillation d'un OPO

Nous avons pu au cours de cette étude mettre en lumière des configurations de cavités optiques pour faire osciller un OPO simplement résonnant en s'intéressant à la taille du faisceau au centre du cristal. Ce paramètre est critique dans l'évaluation et l'optimisation du seuil d'oscillation. En fonction de la réflectivité totale des miroirs composant la cavité, on est en mesure d'avoir par le calcul et le dimensionnement numérique une idée du seuil qu'il est possible d'atteindre.

La cavité en anneau semble a priori plus adéquate à notre situation car elle permet d'obtenir une focalisation et une architecture de cavité moins exigeante (notamment sur les dimensions géométriques) que pour la cavité linéaire à deux miroirs en configuration concentrique.

Il reste tout de même à prendre en considération la réflectivité des miroirs disponibles à la longueur d'onde signal pour valider ce choix, notamment celle des optiques que nous avons à disposition pour notre étude. En effet, comme nous avons pu le voir en figure 4.12 et 4.13, l'impact de cette réflectivité est important, puisque quelques pourcents de différence entraînent sur le seuil une élévation qui peut nous placer hors de la plage de puissance que nous avons à disposition. Nous avons par exemple vu qu'une réflectivité totale de 97 % peut correspondre à un seuil d'oscillation d'environ 10 W, seuil qui est presque doublé si la réflectivité totale s'avère être en réalité de 94 %.

Afin de pouvoir prédire le plus précisément possible le seuil d'oscillation, nous allons consacrer la prochaine partie de ce chapitre à la caractérisation de ces optiques de cavité disponibles, notamment la réflectivité à la longueur d'onde signal. Par la suite, nous confronterons différentes combinaisons d'optiques pour réaliser les cavités et comparerons les seuils escomptés de ces différentes configurations de cavités.

4.3 Comparaison théorique du seuil d'oscillation de l'OPO en fonction du matériel disponible

4.3.1 Optimisation des longueurs d'onde en présence

Les cristaux non linéaires que nous avons à disposition ont été fournis par HC Photonics. Il s'agit de cristaux de PPLN du modèle OPMIR-MA possédant dix domaines d'inversion de périodes différentes comprises entre 27,58 μm et 31,59 μm , dont on donne en figure 4.25 les longueurs d'onde signal et complémentaire qu'il est possible d'obtenir avec un pompage à 1064 nm en fonction du réseau de polarisation périodique et de la température du cristal choisis.

On voit alors que sept domaines permettent de générer une longueur d'onde signal

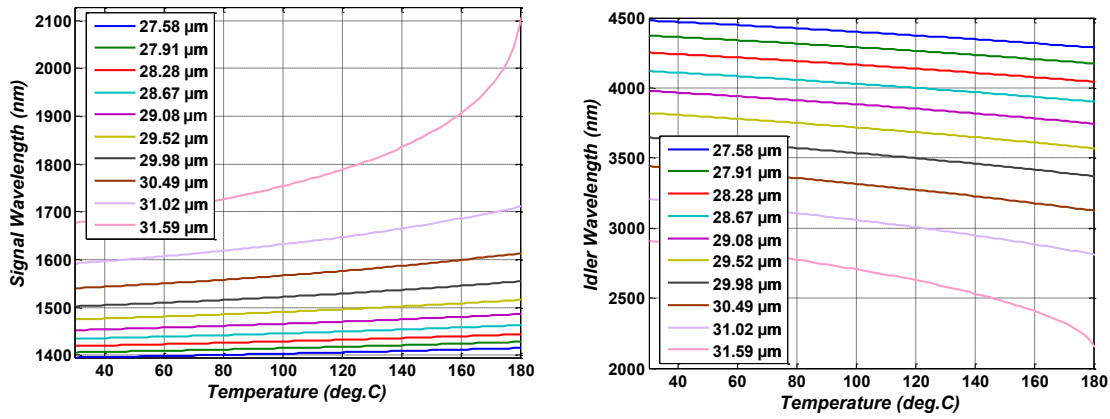


FIGURE 4.25 – Longueurs d’onde signal et complémentaire générées par processus paramétrique dans un cristal de PPLN (HC Photonics) en fonction de la période du domaine d’inversion ainsi que de la température pour une longueur d’onde de pompe 1064 nm.

entre 1400 et 1500 nm pour une température d’environ 40 °C, là où les trois derniers sont plus espacés et permettent respectivement d’obtenir des ondes environ à 1550 nm, 1600 nm et 1700 nm. Cela est à noter pour la caractérisation de nos optiques à venir.

Les matériaux usuels utilisés pour la réalisation de lames et de lentilles dans le commerce sont la silice, ou des verres comme par exemple le N-BK7, dont la transmission est donnée en figure 4.26.

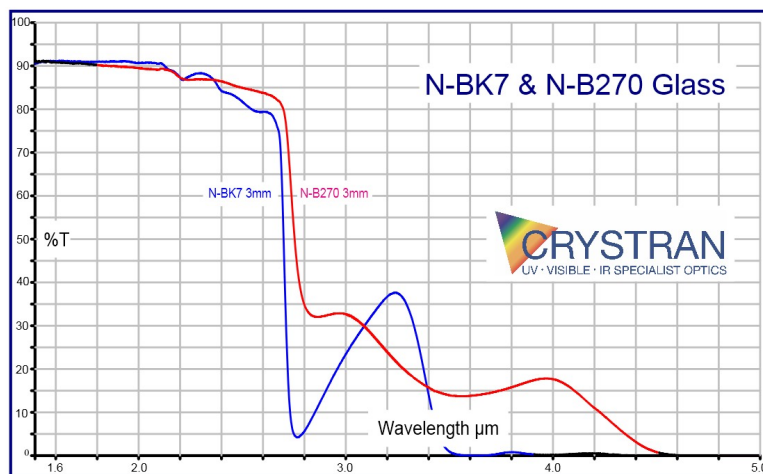


FIGURE 4.26 – Transmission en fonction de la longueur d’onde du verre optique N-BK7 (Crystran).

L’ensemble de ces matériaux ont en commun de présenter une absorption accrue et donc une forte baisse de transmission à partir de la seconde fenêtre du moyen infrarouge. Ceci est à considérer pour les optiques que nous mettons en œuvre car cela représente les longueurs d’onde complémentaires qu’il est possible d’obtenir pour le type d’OPO que nous souhaitons développer. Il est donc nécessaire de vérifier la disponibilité d’optiques qui possèdent une meilleure transmission dans cette plage de longueur d’onde. Nous avons à disposition des optiques à base de sélénium de zinc (ZnSe), dont la transmission est donnée en figure 4.27.

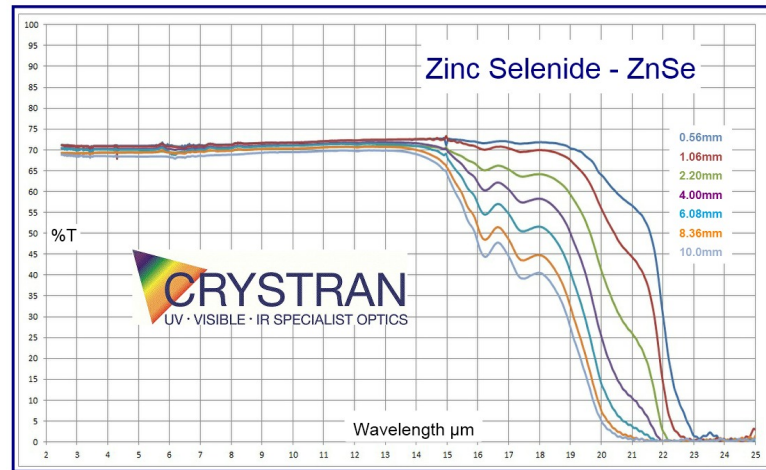


FIGURE 4.27 – Transmission en fonction de la longueur d’onde du sélénure de zinc pour différentes épaisseurs de matériau (Crystran).

Ces optiques permettent ainsi de mieux gérer la longueur d’onde complémentaire. L’apparente mauvaise transmission sur la plage de longueur d’onde 3-13 μm s’explique par la réflexion de Fresnel due à l’indice de réfraction élevé du matériau (voir figure 4.28). En incidence normale, la transmission entre l’air et une face d’une optique en ZnSe est donnée par $T = 1 - |1 - n_{\text{ZnSe}}/1 + n_{\text{ZnSe}}|^2$, ce qui donne pour deux faces environs 70 % de transmission.

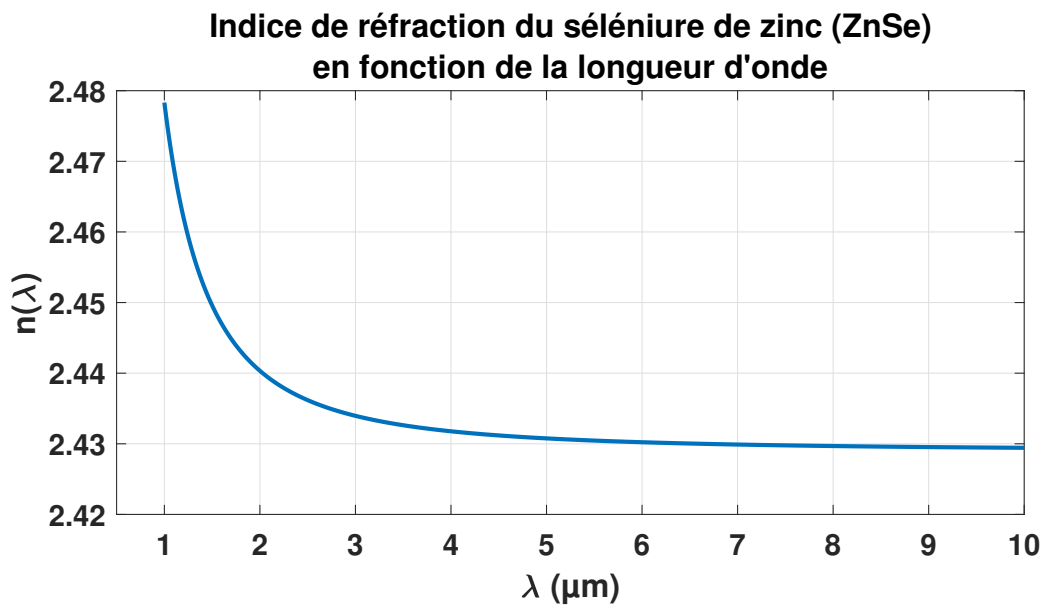


FIGURE 4.28 – Évolution de l’indice de réfraction du sélénure de zinc (ZnSe) en fonction de la longueur d’onde [131].

Grâce à des traitements anti-reflets de surface, il est possible d’obtenir de très bonnes transmissions aux longueurs d’onde qui nous intéressent. C’est le cas des miroirs en ZnSe disponibles au laboratoire qui sont tous traités anti-reflets dans le moyen infrarouge. On dispose également d’optiques à base de YAG présentent aussi des caractéristiques en transmission intéressantes pour notre étude, étant aussi transparentes à la longueur d’onde complémentaire.

Nous allons ainsi nous intéresser à la transmission ou à la réflectivité de nos optiques principalement à la longueur d'onde signal, autour de 1500 nm. Ces valeurs sont cruciales car elles vont influencer sur la valeur de seuil d'oscillation qu'il est possible d'obtenir pour notre cavité OPO.

4.3.2 Principe de mesure pour la caractérisation spectrométrique des optiques disponibles

4.3.2.1 Montage

Afin d'évaluer la réflectivité à la longueur d'onde signal qui intervient dans la formule du seuil d'oscillation d'un oscillateur paramétrique optique, on utilise une source laser accordable. Il s'agit d'une diode laser à base de InGaAsP couplée à un Fabry-Perot de la marque Agilent (81680A) capable d'émettre entre 1486 et 1560 nm. Cela correspond aux longueurs d'onde générées par certains des réseaux d'inversion du cristal de PPLN (figure 4.25).

Ce dernier doit être pompé en polarisation linéaire transverse. Il est donc envisageable de faire résonner un signal avec une polarisation (s) ou une polarisation (p). On utilisera une lame demi-onde montée sur une platine de rotation pour faire varier la direction de polarisation. De plus, en fonction de la géométrie de cavité qu'il est possible de choisir, on étudiera différents angles d'incidence : normale ($\theta = 0^\circ$), faible angle d'incidence ($\theta = 12^\circ$) et fort angle d'incidence ($\theta = 45^\circ$), illustré en figure 4.29.

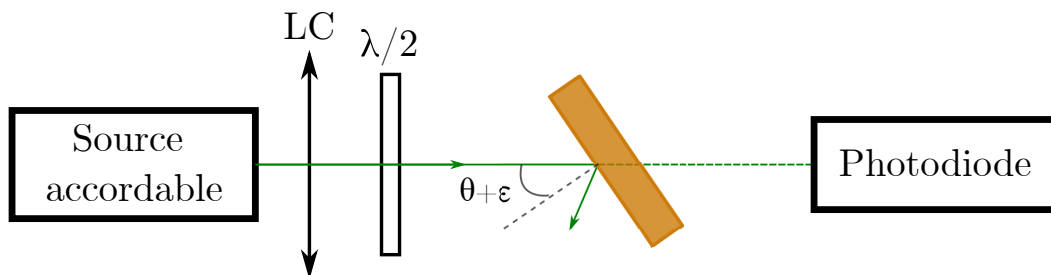


FIGURE 4.29 – Schéma du montage expérimental utilisé pour caractériser la réflectivité des optiques disponibles pour la réalisation de cavité OPO. LC : Lentille de Collimation. En couleur l'optique que l'on souhaite caractériser.

On réalise dans un premier temps la mesure de référence de la puissance fournie par la source sur le domaine de longueurs d'onde générées, avec un pas d'incrémentations de 1 nm. On place ensuite l'optique dont on souhaite caractériser la réflectivité entre la lame demi-onde et la photodiode. On mesure par la suite la puissance résiduelle qui se trouve après la lame et on en déduit la transmission puis la réflectivité. L'opération est répétée pour la deuxième polarisation à considérer si l'angle d'incidence n'est pas égal à la normale.

Cette mesure en transmission donne une valeur légèrement optimiste de la réflectivité car on ne connaît pas l'absorption dans l'épaisseur de la lame ni la transmission du traitement AR en face arrière, mais l'absorption est en général négligeable tant que l'on reste dans le domaine de transparence du matériau ZnSe ou YAG constituant le substrat du miroir et un traitement AR garantit le plus souvent une transmission supérieure à 99% voire même 99,5%.

	Matériau	Nombre	λ_p	λ_s	λ_p
Miroirs R = 50 mm	YAG	2	Transmission	Réflexion	Transmission
Miroirs R = 130 mm	ZnSe	3	Transmission	Réflexion	Transmission
Miroirs R = 350 mm	ZnSe	2	Transmission	Réflexion	Transmission

TABLE 4.6 – Propriétés des miroirs concaves disponibles pour la réalisation de cavité OPO. λ_p : longueur d’onde de pompe (1064 nm), λ_s : longueur d’onde signal (1350 - 1550 nm), λ_p : longueur d’onde complémentaire (3000 - 4500 nm).

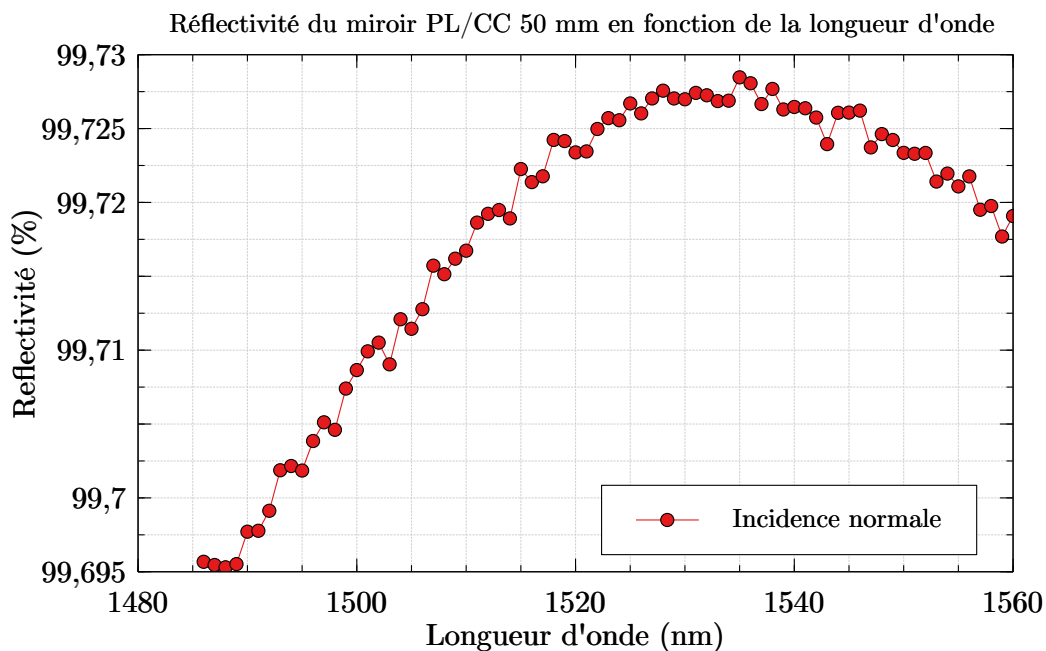


FIGURE 4.30 – Réflectivité d’un miroir concave en YAG en fonction de la longueur d’onde en incidence normale.

4.3.3 Caractérisation des optiques à disposition à la longueur d’onde signal

4.3.3.1 Miroirs concaves

Nous avons à disposition plusieurs miroirs en ZnSe possédant différents rayons de courbure ainsi que deux miroirs concaves en YAG d’un rayon de courbure de $R_m = 50$ mm. Ces optiques à notre disposition ont été traitées pour être à haute transmission à la longueur d’onde de pompe, haute réflectivité pour la fenêtre signal de 1350 – 1550 nm et haute transmission pour la longueur d’onde complémentaire correspondante. Ces miroirs pourront être utilisés pour les cavités confocales ou les cavités en anneau. On donne en table 4.6 un résumé des propriétés énoncées ainsi que le nombre d’exemplaires disponible de chaque optique. Ce nombre est important car nous souhaitons réaliser deux cavités aussi identiques que possible pour optimiser le recouvrement et donc l’efficacité de combinaison des faisceaux des deux OPO.

Les deux miroirs en YAG ont un diamètre de 1/4" et une épaisseur de 5 mm. Il est donc difficile de les caractériser avec un angle comme on le souhaitait sans être gêné par un effet de vignettage. Nous les avons donc juste testés en incidence normale (et suivant une polarisation quelconque car non impactant de la sorte).

Pour les miroirs en ZnSe, on a pu par contre mesurer la réflectivité en fonction des

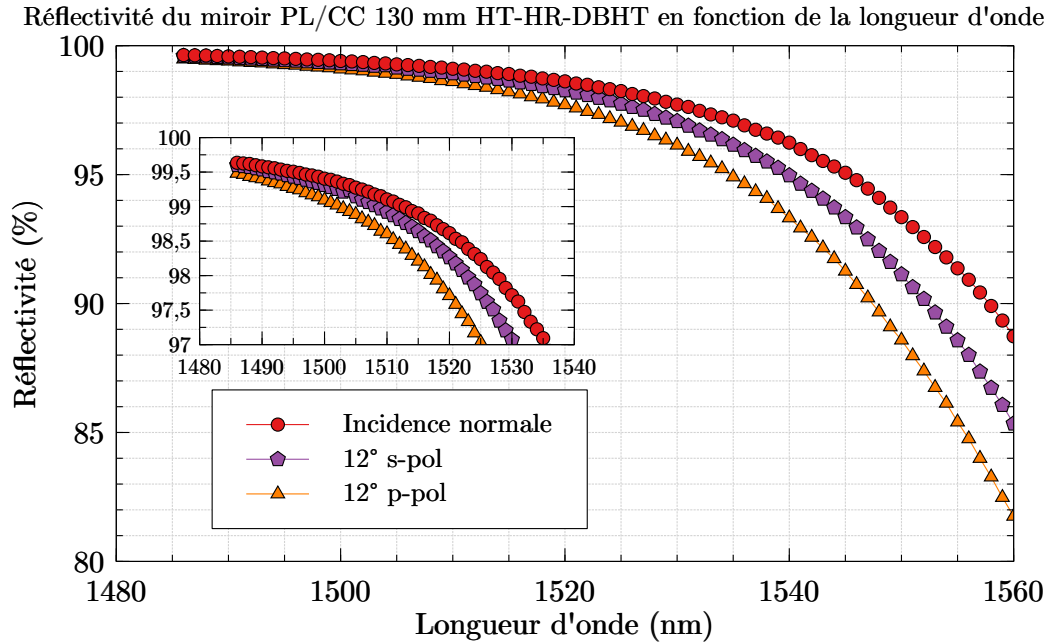


FIGURE 4.31 – Réfectivité d’un miroir concave de rayon de courbure $R_m = 130$ mm en ZnSe pour différents angles d’incidence et états de polarisation en fonction de la longueur d’onde.

angles d’incidence. Les miroirs de rayon de courbure $R_m = 130$ mm peuvent être utilisés dans le cas d’une cavité confocale ou en anneau. On a pu voir que l’angle d’incidence se trouvait à un peu plus d’une dizaine de degrés, nous les testerons ainsi à 12° .

On remarque pour ce type de miroir, afin de maximiser sa réfectivité, qu’il est préférable de l’utiliser en incidence normale ou en polarisation s. De plus, contrairement au miroir précédent, le maximum de réfectivité semble se trouver vers le centre de la plage 1350-1550 nm. Il serait alors préférable de considérer un domaine d’inversion du cristal de PPLN permettant de générer une onde signal aux alentours de 1480 nm. Les miroirs possédant un rayon de courbure de 350 mm se voient testés avec un angle d’incidence supplémentaire de 45° . Cela est dû au fait qu’avec un rayon de courbure aussi important face à la taille du cristal, on est en mesure d’envisager une cavité en triangle.

Ici encore le miroir présente de meilleures performances pour des longueurs d’onde proches de 1480 nm. On peut être amené à penser qu’ils ont été conçus lors du même processus de réalisation. On observe aussi ici qu’il est préférable de les considérer avec des faibles angles d’incidence et privilégier une polarisation s.

Il nous est possible d’utiliser des modèles de miroirs produits industriellement et fournis par Thorlabs, comme le modèle CM254-050-E04, qui possède un rayon de courbure $R_m = 100$ mm et est traité avec un revêtement AR diélectrique pour réfléchir la longueur d’onde signal. Nous ne sommes pas limités en nombre pour ces modèles, dont on résume les propriétés en table 4.7. L’utilisation de ces optiques obligera à être vigilant sur la présence éventuelle, selon la configuration de cavité, de l’onde complémentaire et de pompe, puisqu’elles peuvent être absorbées ou réfléchies fortement par ces optiques.

On remarque que pour ces miroirs, les réfectivités sont beaucoup plus variables en fonction de la longueur d’onde. Cela s’explique en partie par la méthode de caractérisation qui n’était pas la plus adaptée dans le cas présent. En effet les faces arrière de

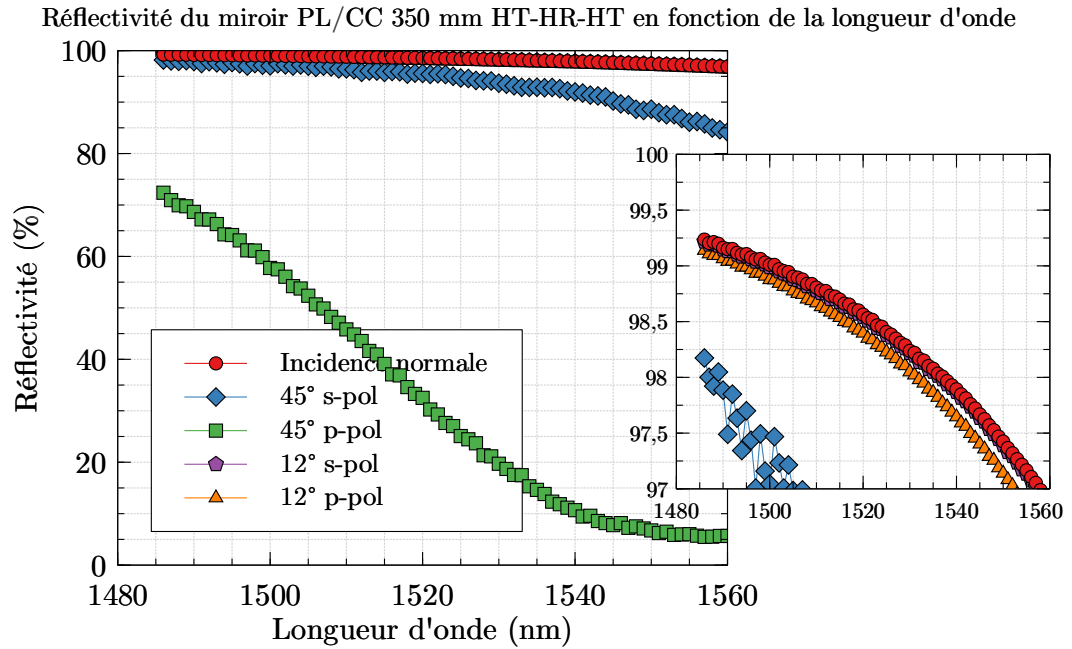


FIGURE 4.32 – Réfectivité d’un miroir concave de rayon de courbure $R_m = 350$ mm en ZnSe pour différents angles d’incidence et états de polarisation en fonction de la longueur d’onde.

	Matériau	λ_p	λ_s	λ_c
CM254-050-E04	N-BK7	Non traité	Réflexion	Absorbée

TABLE 4.7 – Propriété des miroirs concaves Thorlabs pour la réalisation de cavité OPO. λ_p : longueur d’onde de pompe (1064 nm), λ_s : longueur d’onde signal (1350 - 1550 nm), λ_c : longueur d’onde complémentaire (3000 - 4500 nm).

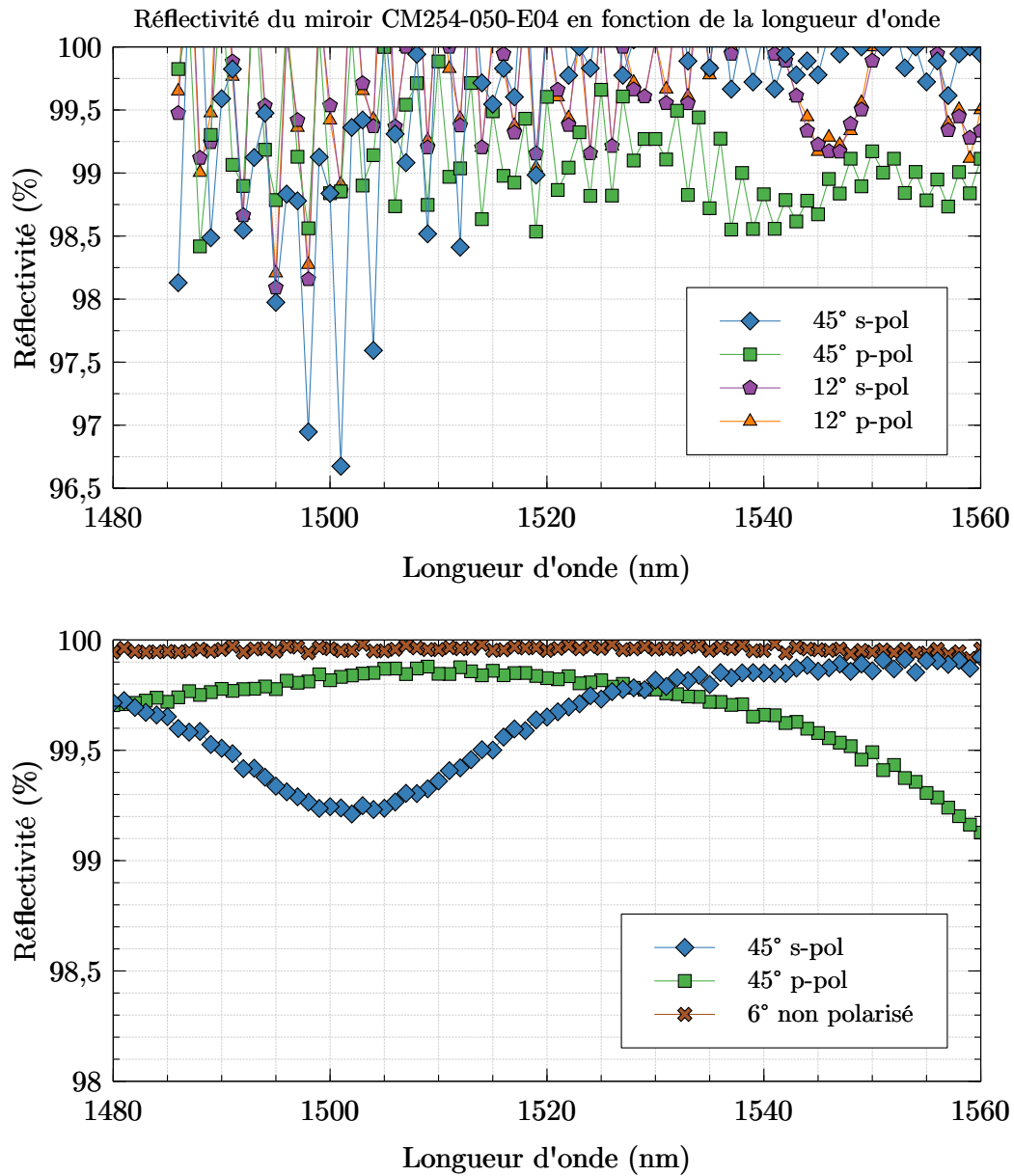


FIGURE 4.33 – Réflexivité expérimentale (haut) et donnée par le constructeur (bas) d'un miroir Thorlabs CM254-050-E04 pour différents angles d'incidence et états de polarisation en fonction de la longueur d'onde.

ces optiques n'étaient pas traitées, nous forçant à mesurer la puissance réfléchi directement. Du fait de leur capacité à focaliser, il est probable que de légères variations mécaniques aient entraîné des défauts d'alignement lors de l'expérience et une erreur de mesure accrue. On restera ainsi prudent quant à leur utilisation lors de la réalisation de cavités.

4.3.3.2 Lames dichroïques

De même que pour les miroirs concaves précédemment présentés, nous avons accès à certaines lames dichroïques pour mettre en place la cavité en anneau ou pour envisager d'autres architecture de cavité. Il est possible de les distinguer, comme dans la partie précédente, entre optiques produites industriellement et distribuées par Thorlabs et

	Matériau	λ_p	λ_s	λ_c
DMSP1180	UV Fused Sillicate	Transmission	Réflexion	Absorbée
DMLP1180	UV Fused Sillicate	Réflexion	Transmission	Absorbée

TABLE 4.8 – Propriété des lames dichroïques Thorlabs pour la réalisation de cavité OPO. λ_p : longueur d’onde de pompe (1064 nm), λ_s : longueur d’onde signal (1350 - 1550 nm), λ_c : longueur d’onde complémentaire (3000 - 4500 nm).

	Matériau	λ_p	λ_s	λ_c
HT-HR-HT	ZnSe	Transmission	Réflexion	Transmission
HT-HT-HR	ZnSe	Transmission	Transmission	Réflexion

TABLE 4.9 – Propriétés des lames dichroïques en ZnSe pour la réalisation de cavité OPO. λ_p : longueur d’onde de pompe (1064 nm), λ_s : longueur d’onde signal (1350 - 1550 nm), λ_c : longueur d’onde complémentaire (3000 - 4500 nm).

optiques sur-mesure disponibles dans le laboratoire. Les modèles que l’on a choisis dans le catalogue du fournisseur Thorlabs sont des miroirs dichroïques qui réfléchissent ou transmettent l’onde signal ou l’onde de pompe. On en donne les propriétés en table 4.8.

Leur utilisation peut varier : miroir de cavité pour la cavité en anneau, lame pour extraire ou insérer une des longueurs d’onde, ... Cela nous motive à les tester sous différents angles d’incidence. On donne en figure 4.34 et 4.35 l’évolution de la transmission et de la réflectivité en fonction de la longueur d’onde signal pour les lames DMLP1180 et DMSP1180 respectivement.

On observe que les performances en transmission sont moins bonnes que celles en réflexion comme il est commun d’observer expérimentalement sur ce type de traitements multi-couches diélectriques dichroïques. Le comportement de la lame semble relativement indépendant des conditions d’utilisation, à l’exception du fort angle d’incidence en polarisation s.

On retrouve ici aussi un comportement semblable au cas précédent où la valeur de la réflectivité est peu sensible aux conditions d’utilisation, à l’exception de l’angle d’incidence à 45° de manière globale, de manière plus localisé pour ce même angle en polarisation s ; ainsi que d’une zone en incidence normale.

L’autre type de lame séparatrice est réalisé à partir d’un substrat de ZnSe comme pour les miroirs concaves. Certaines ont été traitées en surface comme les miroirs concaves, c’est-à-dire pour transmettre la pompe et le complémentaire tout en réfléchissant le signal. On utilisera la notation *HT-HR-HT*. D’autres transmettent la pompe et le signal et réfléchissent l’onde complémentaire et sont notées *HT-HT-HR*.

Tout comme pour les lames DMSP1180 et DMLP1180, l’utilisation de ces optiques en ZnSe peut être variable selon l’architecture de cavité retenue. On les étudiera ainsi sous les mêmes angles d’incidence que précédemment.

On retrouve pour la lame HT-HR-HT un comportement semblable à celui des miroirs concaves en figure 4.31 et 4.32, ce qui nous pousse à l’utiliser préférentiellement avec un faible angle d’incidence si on souhaite obtenir la meilleure réflectivité possible.

De la même manière que le comportement de la lame en réflexion était semblable à celui des miroirs concaves réalisés avec le même traitement sur le même substrat, on retrouve ici une évolution de la transmission semblable pour la lame HT-HT-HR à la lame DMLP1180 en figure 4.34.

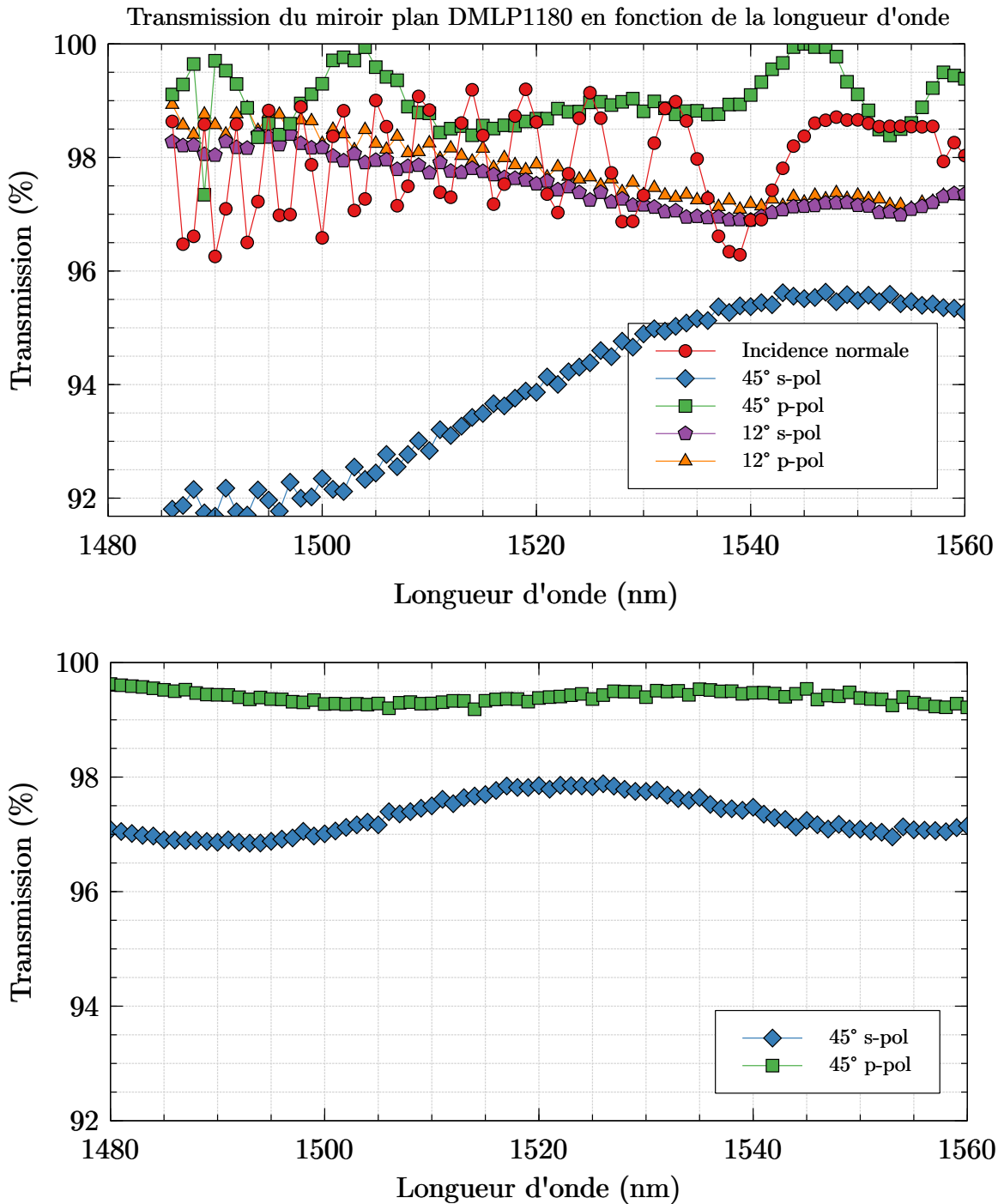


FIGURE 4.34 – Transmission expérimentale (haut) et donnée par le fournisseur (bas) d'une lame dichroïque DMLP1180 pour différents angles d'incidence et état de polarisation en fonction de la longueur d'onde.

4.3.3.3 Conclusion sur la caractérisation des optiques

Nous avons effectué une caractérisation détaillée de la réflectivité des miroirs disponibles au laboratoire pour assembler les cavités d'OPO, car il s'agit d'un paramètre critique dont l'impact sur le seuil de l'OPO est prépondérant.

Pour la réalisation de nos cavités OPO, les miroirs concaves jouent un rôle important car ils sont incontournables. On remarque que ces derniers présentent en majorité

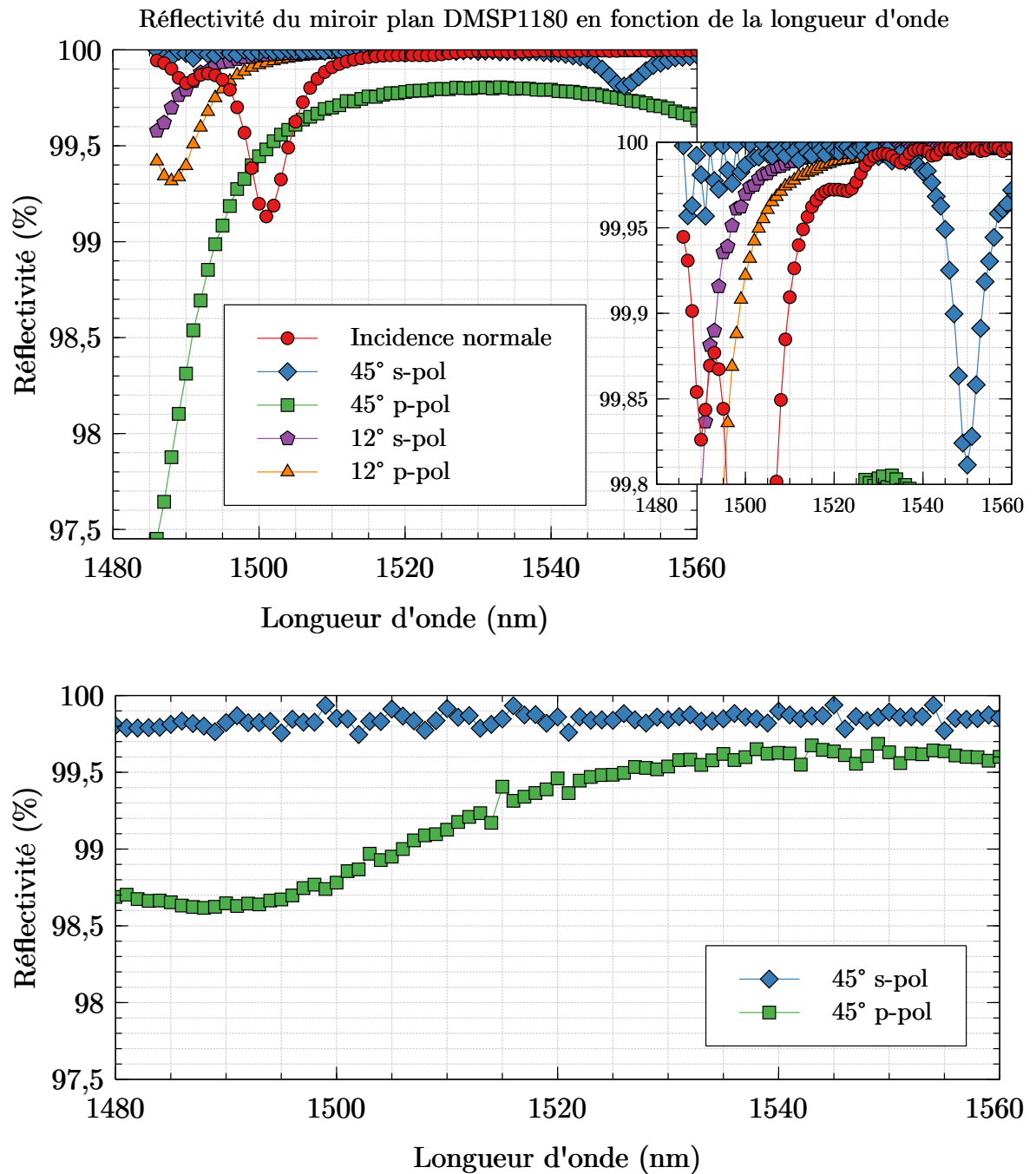


FIGURE 4.35 – Réflexion expérimentale (haut) et fournie par le constructeur (bas) d'une lame dichroïque DMSP1180 pour différents angles d'incidence et état de polarisation en fonction de la longueur d'onde en incidence normale.

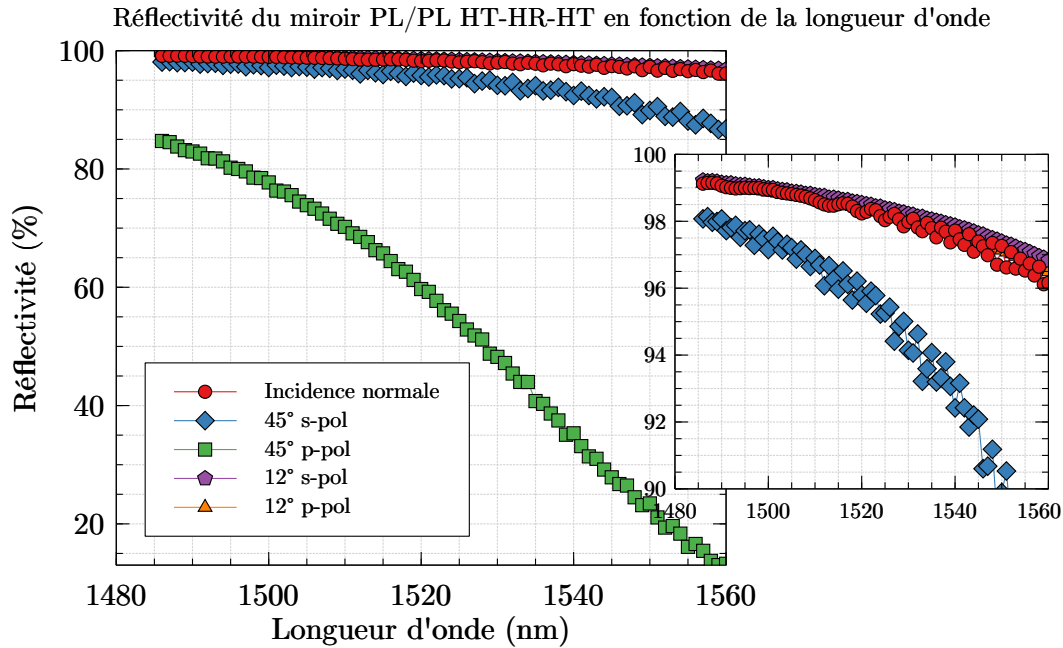


FIGURE 4.36 – Réflexion d'une HT-HR-HT pour différents angles d'incidence et état de polarisation en fonction de la longueur d'onde.

une meilleure réflectivité au centre de la plage de longueur d'onde 1350 - 1550 nm, ou du moins vers 1480 nm. Ce résultat va donc nous pousser à privilégier les réseaux d'inversion de domaine dans les cristaux non linéaires permettant l'accès à ces longueurs d'onde signal. L'état de polarisation est aussi à prendre en compte lorsque l'on souhaitera insérer ou extraire une onde dans la cavité résonnante.

4.3.4 Évolution du seuil d'oscillation d'un OPO en fonction de la configuration de la cavité

Nous allons désormais nous intéresser à la réflectivité totale qu'il est possible d'obtenir en fonction de différentes configurations qu'on a pu mettre en lumière précédemment pour les différentes optiques à notre disposition. Le but est de pouvoir identifier la cavité optimale à mettre en place dans notre étude compte tenu de certains critères que nous allons expliciter.

4.3.4.1 Critères d'évaluation pour le choix d'une cavité OPO à mettre en place

On rappelle que l'objectif est la réalisation de deux cavités OPO les plus identiques possible à l'aide des miroirs dont nous disposons et possédant un seuil d'oscillation compatible avec la puissance de pompe disponible. Pour le régime continu, cette limite se trouve entre 20 et 30 W si on ne souhaite pas utiliser de méthode d'élargissement spectral afin de repousser le seuil de diffusion Brillouin stimulée [132, 133]. Ces critères se traduisent par :

- une optimisation de la réflectivité totale, la plus proche possible de 100 %
- la vérification de la disponibilité des optiques, à savoir s'il est possible ou non de réaliser deux cavités identiques

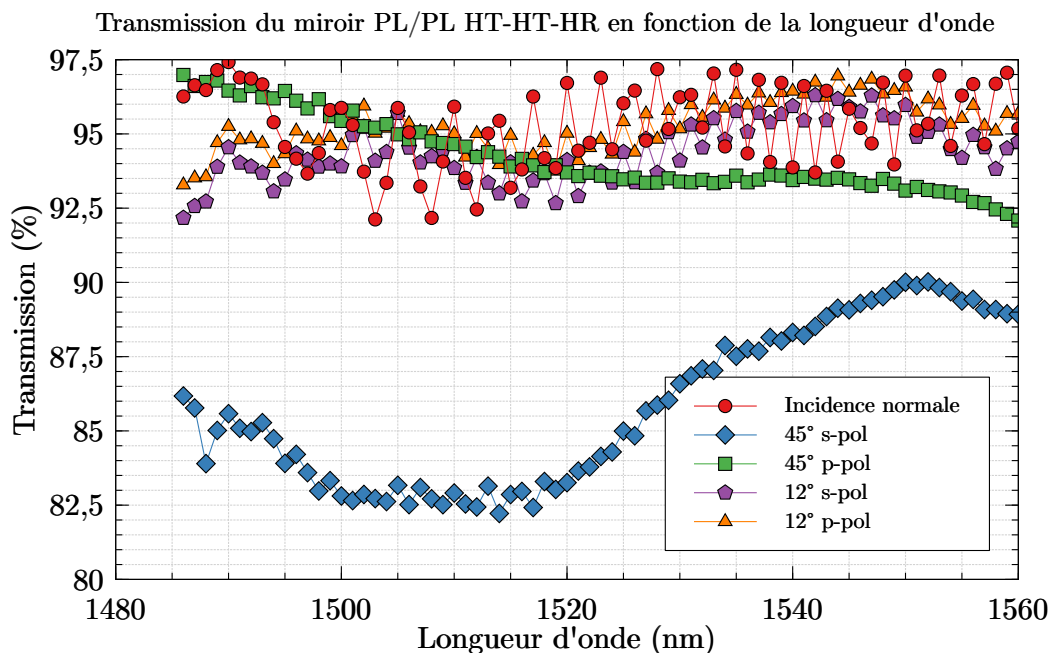


FIGURE 4.37 – Transmission d’une lame HT-HT-HR pour différents angles d’incidence et état de polarisation en fonction de la longueur d’onde.

— l’absence d’ellipticité pour le faisceau au sein du cristal

Ainsi le type de cavité que nous allons choisir d’utiliser doit remplir ces critères afin d’assurer les meilleures conditions pour réaliser la combinaison cohérente des cavités OPO.

4.3.4.2 Cavité en anneau

Nous précisons dans la conclusion de la partie précédente sur le dimensionnement de cavité résonnante que la cavité en anneau était probablement la mieux adaptée à notre situation. Comme nous l’avons explicité plus haut, ce type de cavité permet de réduire l’impact des pertes des faces d’entrée et de sortie du cristal. Ainsi on peut évaluer la réflectivité totale en multipliant les réflectivités des optiques mesurées précédemment. On utilise la valeur donnée par le fabricant pour la transmission des faces du cristal, à savoir $T_{\chi(2)} = 0,995$. Chaque interface rencontrée est prise en compte pour obtenir cette réflectivité totale. Dans le cas d’une cavité en anneau, cette dernière est donnée par :

$$R_{m,totale} = R_{m,entrée} \times T_{\chi(2)}^2 \times R_{m,sortie} \times R_{m,plan}^2 \quad (4.23)$$

On ne peut ici pas utiliser les miroirs de rayon de courbure $R = 50$ mm du fait de l’angle à donner à ces miroirs concaves et des dimensions de ces miroirs. Nous évaluons donc la réflectivité totale en fonction de la longueur d’onde signal en considérant les miroirs concaves de 130 mm et 350 mm de rayon de courbure.

On voit qu’aux alentours de 1480 nm, les réflectivités totales entre les miroirs de 130 mm et 350 mm sont pratiquement identiques et semblent privilégier la polarisation s. La tenue au flux est de plus assurée par des composants traités pour avoir une haute transmission à la longueur d’onde de pompe. Cependant pour réaliser deux cavités identiques de ce type il nous manque un miroir de 130 mm ou deux miroirs de 350 mm.

Le problème se trouve être la disponibilité des miroirs concaves. Il serait envisageable de créer une cavité asymétrique en utilisant conjointement un miroir de 130

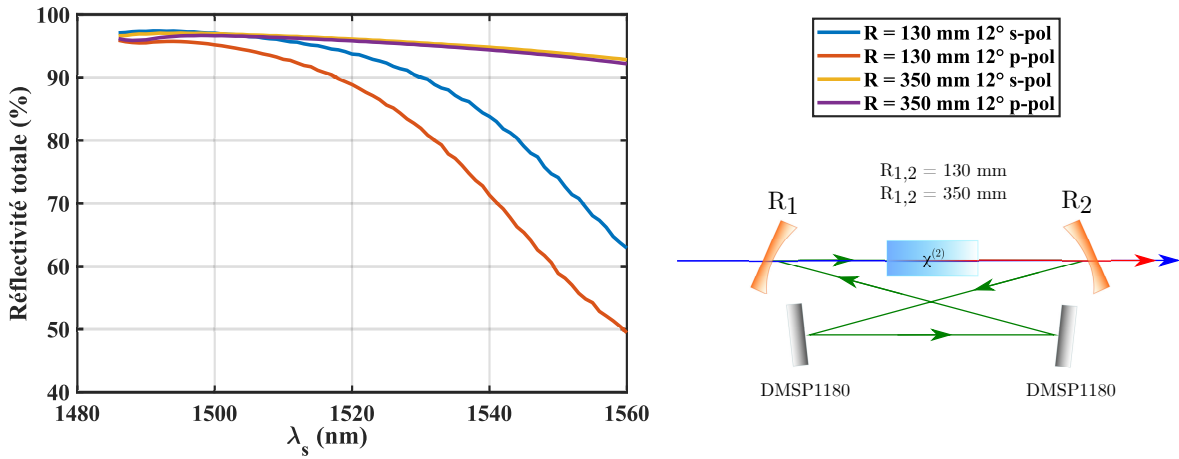


FIGURE 4.38 – Réflectivité totale en fonction de la longueur d'onde pour une configuration en anneau où les miroirs composant la cavité sont des miroirs de ZnSe et des lames DMSP1180.

Type de cavité	Réflectivité totale maximale (%)	Disponibilité des optiques	Astigmatisme
Anneau (R = 130 mm)	97,4	Une cavité	Compensé
Anneau (R = 350 mm)	96,7	Une cavité	Compensé

TABLE 4.10 – Critères d'évaluation pour la réalisation de deux cavités identiques en anneau.

mm avec un miroir de 350 mm pour réaliser ainsi deux cavités identiques, mais cela entraîne une refonte du dimensionnement que nous avons choisi de ne pas effectuer.

Nous avons en revanche à disposition les miroirs concaves CM254-050-E04 fournis par Thorlabs en plus grand nombre. Cependant ces derniers ne sont pas traités pour transmettre pour la longueur d'onde de pompe et absorbent la longueur d'onde complémentaire. Ainsi si on souhaite les utiliser il nous faut injecter la pompe à l'aide d'une lame DMLP1180, qui transmet la longueur d'onde signal, et extraire l'onde complémentaire à l'aide d'une lame *HT-HT-HR*.

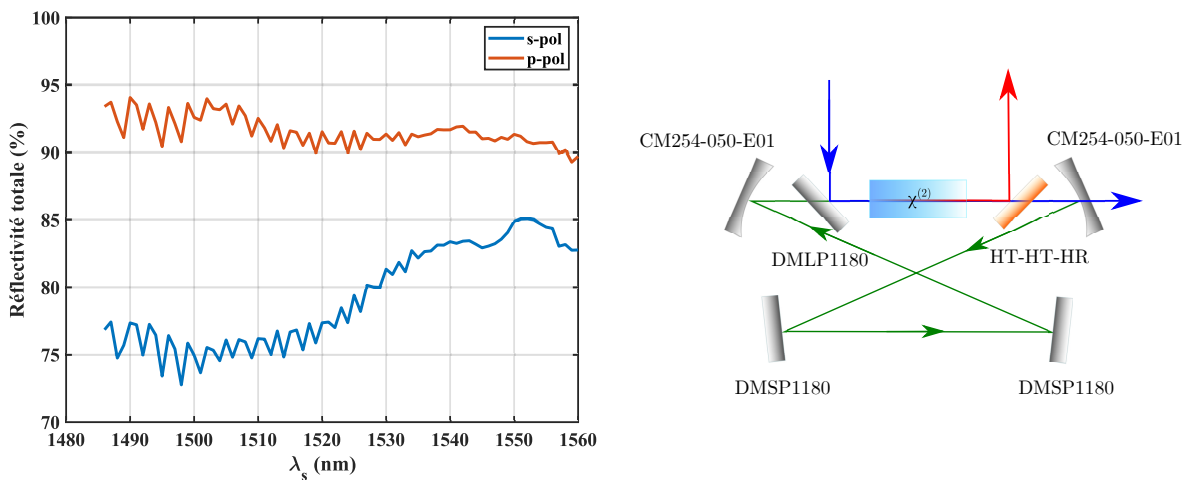


FIGURE 4.39 – Réflectivité totale en fonction de la longueur d'onde pour une configuration en anneau où la pompe est injectée à l'aide d'une lame dichroïque et où le complémentaire est extrait grâce à une lame *HT-HT-HR*.

Type de cavité	Réfectivité totale maximale (%)	Disponibilité des optiques	Astigmatisme
Anneau : λ_p injectée, λ_c extraite	93,9	Deux cavités	Compensé

TABLE 4.11 – Critères d'évaluation pour la réalisation de deux cavités identiques en anneau avec injection de la pompe et extraction de l'onde complémentaire.

Type de cavité	Réfectivité totale maximale (%)	Disponibilité des optiques	Astigmatisme
Triangle	96,2	Deux cavités	Non compensé

TABLE 4.12 – Critères d'évaluation pour la réalisation de deux cavités identiques en triangle.

Le problème est alors déplacé vers la réfectivité totale que ce type de cavité permet d'obtenir. Nous avons en effet rajouté deux lames dans la cavité, impliquant nécessairement plus de pertes ce qui entraîne une augmentation du seuil, se trouvant alors proche de 20 W. On voit aussi qu'il s'agit de la polarisation p qui est alors à privilégier. De telles pertes sont critiques et l'augmentation du seuil est trop importante pour que nous options pour cette configuration.

4.3.4.3 Cavité en triangle

Malgré l'astigmatisme induit par l'incidence non normal sur le miroir concave, on peut évaluer les pertes totales pour la cavité en triangle. Un moyen de limiter cet astigmatisme consiste à obtenir le plus petit angle d'incidence sur le miroir concave, justifiant l'utilisation du plus grand rayon de courbure disponible, à savoir 350 mm. On voit que la polarisation s est alors ici à privilégier.

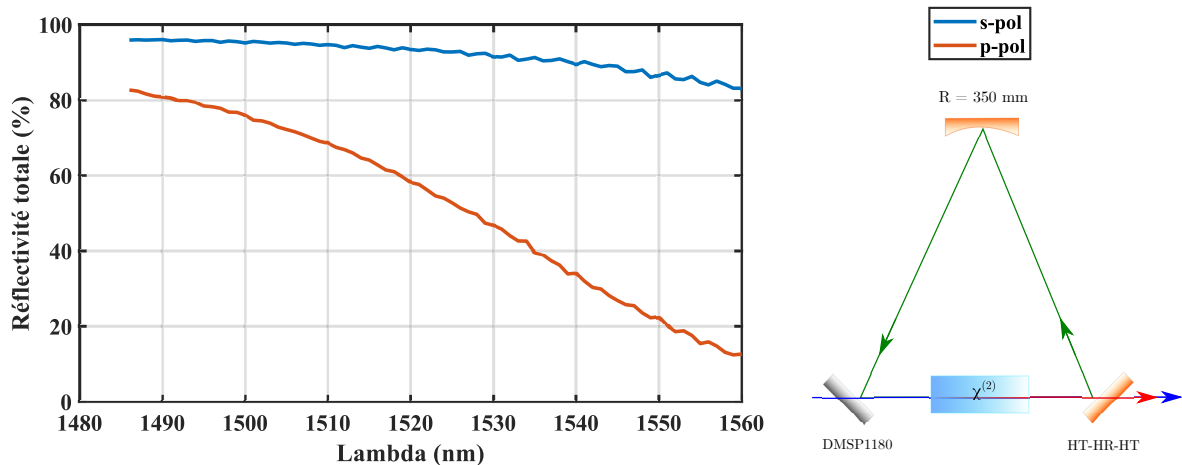


FIGURE 4.40 – Réfectivité totale en fonction de la longueur d'onde pour une configuration en triangle où les miroirs composant la cavité sont des lames DMSP1180 et de ZnSe pour extraire la pompe et un miroir de ZnSe.

On retrouve une réfectivité totale semblable à celle de la cavité en anneau étudiée précédemment. Cependant un faisceau non circulaire au sein du cristal augmente le seuil qu'il est possible d'atteindre et cette configuration est aussi écartée.

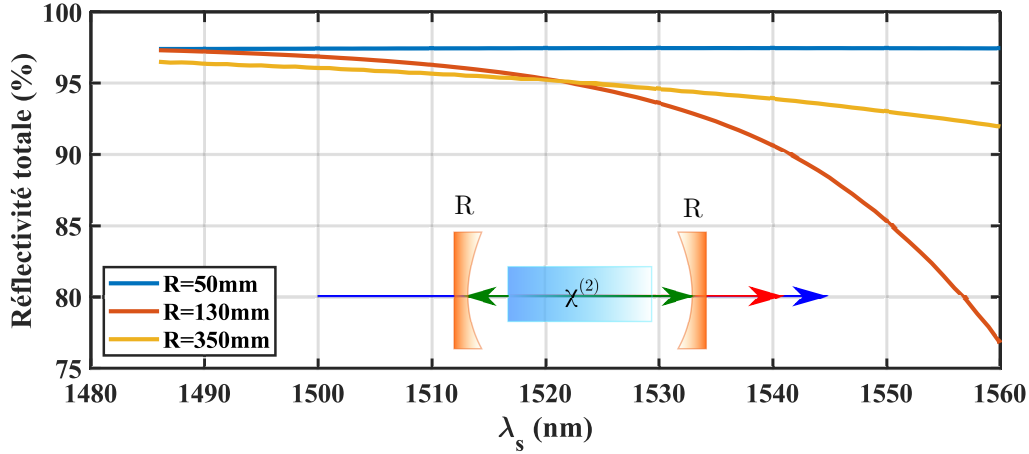


FIGURE 4.41 – Réflectivité totale en fonction de la longueur d’onde pour une configuration concentrique où les miroirs composant la cavité sont identiques.

Type de cavité	Réflectivité totale maximale (%)	Disponibilité des optiques
Linéaire (R = 50 mm)	97,5	Une cavité
Linéaire (R = 130 mm)	97,3	Une cavité
Linéaire (R = 350 mm)	96,5	Une cavité

TABLE 4.13 – Critères d’évaluation pour la réalisation de deux cavités identiques linéaires.

4.3.4.4 Cavité concentrique

Les cavités en anneau nous limitent par le nombre plus élevé d’optiques qu’il faut mobiliser pour les déployer. Nous allons donc nous intéresser plus en détail aux cavités linéaires concentriques. Il s’agit, comme nous avons pu le voir, de cavités plus simples à mettre en place puisqu’elles ne nécessitent que deux miroirs. De plus l’absence d’angle d’incidence sur les miroirs concaves nous permet ici de ne plus avoir à considérer une compensation d’astigmatisme, ainsi que de ne pas discriminer une polarisation s d’une polarisation p.

Pour obtenir la réflectivité totale, on considère un aller-retour de l’onde signal dans la cavité. Chaque interface rencontrée est prise en compte pour obtenir cette réflectivité totale. Dans le cas d’une cavité concentrique, cette dernière est donnée par :

$$R_{m,\text{totale}} = R_{m,\text{entrée}} \times T_{\chi^{(2)}}^4 \times R_{m,\text{sortie}} \quad (4.24)$$

Ici encore nous sommes limités par les optiques disponibles, car bien que présentant des réflectivités totales amenant à un seuil d’oscillation compatible avec notre puissance de pompe disponible, nous ne pouvons réaliser deux cavités identiques. Les mêmes possibilités que pour les configuration en anneau restent alors à explorer, à savoir créer une asymétrie dans la cavité en utilisant deux miroirs de rayons de courbure différents ou en utilisant d’autres miroirs qui ne sont pas traités à la longueur d’onde de pompe mais en injectant cette dernière dans la cavité grâce à une lame à 45°.

On voit sur la figure 4.41, conséquence de la caractérisation donnée en figure 4.32, que la configuration utilisant deux miroirs de rayon de courbure 350 mm présente plus de pertes et ainsi une moins bonne réflectivité totale. Il est donc plus intéressant de

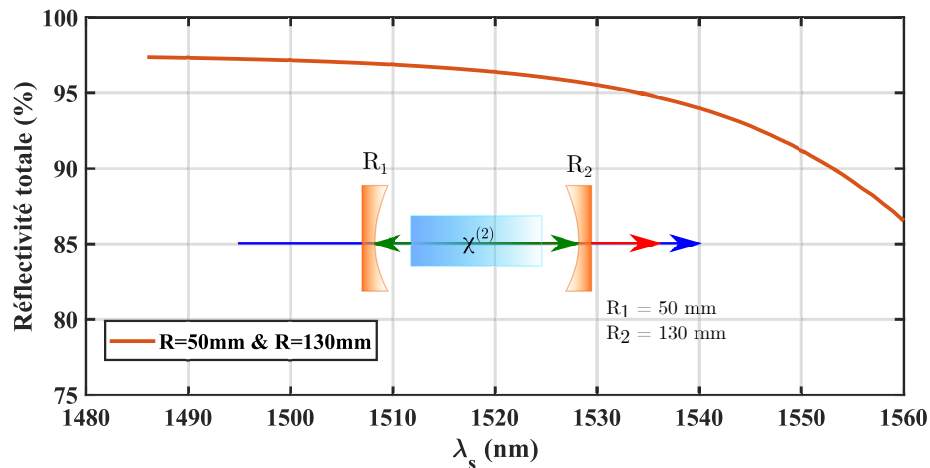


FIGURE 4.42 – Réflectivité totale en fonction de la longueur d’onde pour une configuration concentrique où les miroirs composant la cavité ont un rayon de courbure différents.

Type de cavité	Réflectivité totale maximale (%)	Disponibilité des optiques
Linéaire (R = 50 mm et R = 130 mm)	97,4	Deux cavités

TABLE 4.14 – Critères d’évaluation pour la réalisation de deux cavités identiques linéaires asymétriques.

considérer une cavité constituée d’un miroir de rayon de courbure de 50 mm et d’un autre de 130 mm. La possibilité de réaliser une cavité asymétrique dans le cas d’une configuration concentrique est ici envisageable contrairement au cas de la cavité en anneau. En effet il est plus simple d’étudier ce cas et de le dimensionner grâce à l’étude qui a été menée précédemment.

Cette configuration semble être adaptée à notre cas. De plus la variation de la réflectivité totale en fonction de la longueur d’onde est très faible, ce qui empêche d’avoir une augmentation importante du seuil si la longueur d’onde signal vient à varier au cours de l’expérience (par des fluctuations thermiques notamment).

Le deuxième choix pour la cavité linéaire que nous pouvons développer consiste à insérer la pompe par une lame à 45° comme cela avait été suggéré pour la cavité en anneau afin d’utiliser les miroirs concaves Thorlabs.

On remarque immédiatement que cette configuration est moins performante que celle exposée précédemment, car on insère une source de perte à la longueur d’onde signal supplémentaire. En rajoutant un angle à prendre en compte, celui d’incidence sur la lame d’injection de la pompe, nous sommes contraints à considérer les deux états de

Type de cavité	Réflectivité totale maximale (%)	Disponibilité des optiques
Linéaire (R = 50 mm)	97,2	Deux cavités
Linéaire (R = 130 mm)	96,5	Deux cavités

TABLE 4.15 – Critères d’évaluation pour la réalisation de deux cavités identiques linéaires avec injection de la pompe.

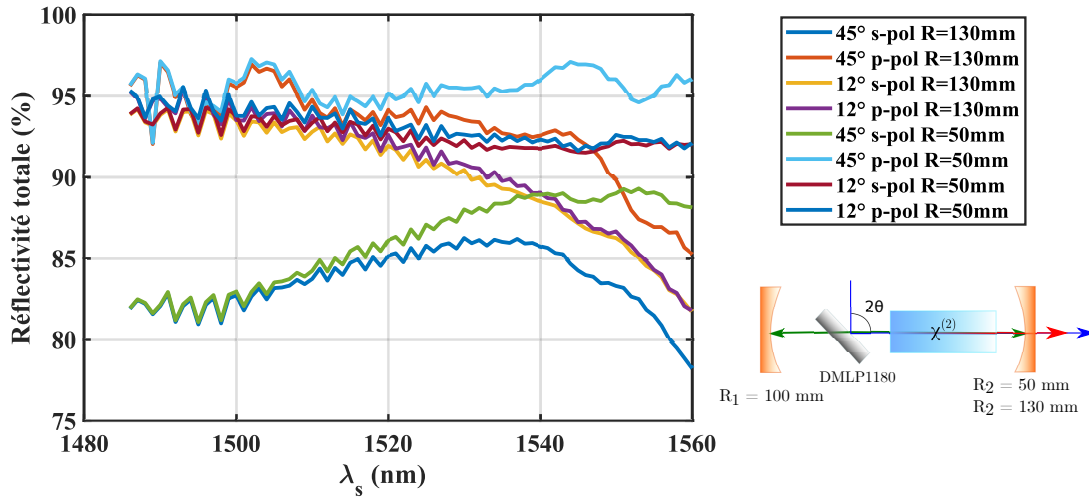


FIGURE 4.43 – Réflectivité totale en fonction de la longueur d’onde pour une configuration concentrique où la pompe est injectée grâce à une lame dichroïque et où les miroirs composant la cavité sont des miroirs de ZnSe ou YAG en sortie et CM254-050-E01 en entrée.

polarisation s et p. L’angle d’incidence joue un rôle important ainsi que la polarisation utilisée. Ici, c’est la polarisation p qui semble optimale compte tenu de ce qu’on avait pu obtenir lors de la caractérisation (figure 4.34). On remarque que contrairement aux cas précédents, il ne semble pas y avoir de longueur d’onde clairement privilégiée ici, même si on peut identifier une région plus favorable aux alentours de 1500 nm et une autre vers 1550 nm. La variation de réflectivité totale en fonction de la longueur d’onde est ici plus prononcée que dans le cas précédent. Ainsi les fluctuations de température peuvent amener à une variation du seuil d’oscillation, ce qui n’est pas souhaité.

4.3.5 Résumé des types de configuration étudiés

Pour avoir une meilleure idée de la configuration optimale pour notre étude, on donne en table 4.16 un comparatif des cas que nous avons étudiés dans cette partie. Le code couleur employé met en avant les critères d’évaluation qui ne sont pas remplis et indique ainsi la raison d’évincement d’un type de cavité.

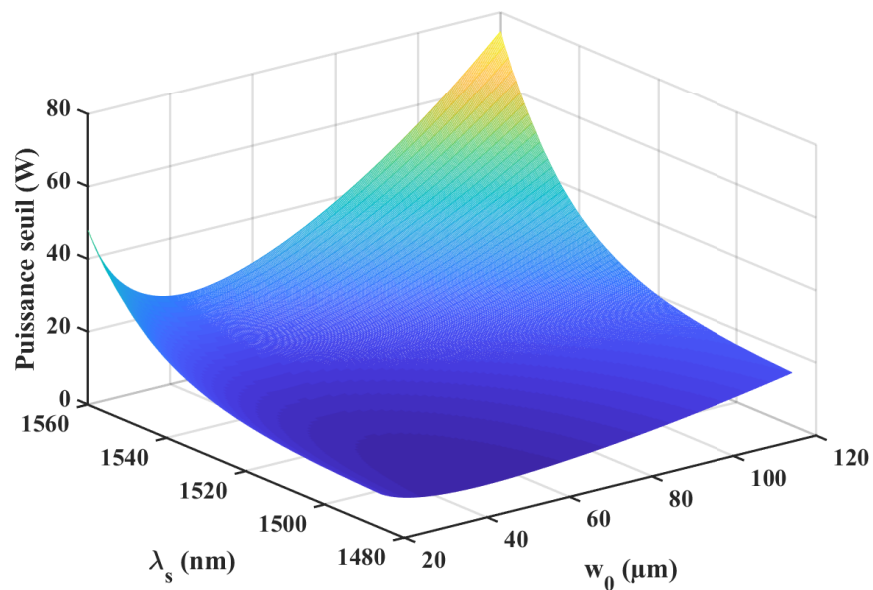
Les cavités assignées d’un moins représentent des cavités dont les propriétés optiques sont au niveau des attentes concernant le seuil d’oscillation d’un OPO mais dont le développement pratique dans notre cas n’est pas possible. Les cavités qui ne présentent elle pas de bonne propriétés optiques sont résumées par deux moins. On voit dès lors que notre choix peut se porter sur deux options, avec des réflectivités totales identiques : avec ou sans injection de la pompe au sein de la cavité à l’aide d’une lame dichroïque. Nous choisissons de privilégier le cas sans lame dichroïque afin d’obtenir une cavité plus simple à aligner.

On donne en figure 4.44 l’évolution de la puissance en fonction du waist et de la longueur d’onde pour le cas qui semble optimal présenté en figure 4.41, à savoir un miroir concave de 50 mm de rayon de courbure en YAG et un autre en ZnSe de 130 mm de rayon de courbure pour un cristal de 50 mm de long.

Nous pouvons désormais mettre en place la cavité sur le banc de combinaison avec une idée précise du seuil d’oscillation qu’il est possible d’obtenir. Grâce aux calculs effectués précédemment, les dimensions de la cavité optique sont données en figure

Type de cavité	Réfectivité totale maximale (%)	Disponibilité des optiques	Astigmatisme	Bilan
Anneau (R = 130 mm)	97,4	Une cavité	Compensé	-
Anneau (R = 350 mm)	96,7	Une cavité	Compensé	-
Anneau : λ_p injectée, λ_c extraite	93,9	Deux cavités	Compensé	--
Triangle	96,2	Deux cavités	Non compensé	--
Linéaire (R = 50 mm)	97,5	Une cavité	×	-
Linéaire (R = 130 mm)	97,3	Une cavité	×	-
Linéaire (R = 350 mm)	96,5	Une cavité	×	-
Linéaire (R = 50 mm et R = 130 mm)	97,4	Deux cavités	×	++
Linéaire λ_p injectée (R = 50 mm)	97,2	Deux cavités	×	+
Linéaire λ_p injectée (R = 130 mm)	96,5	Deux cavités	×	+

TABLE 4.16 – Résumé des critères d'évaluation pour la réalisation de deux cavités OPO identiques.


 FIGURE 4.44 – Évolution du seuil d'oscillation d'un OPO en fonction de la longueur d'onde signal et du waist w_0 pour un cristal de longueur $L_c = 50$ mm.

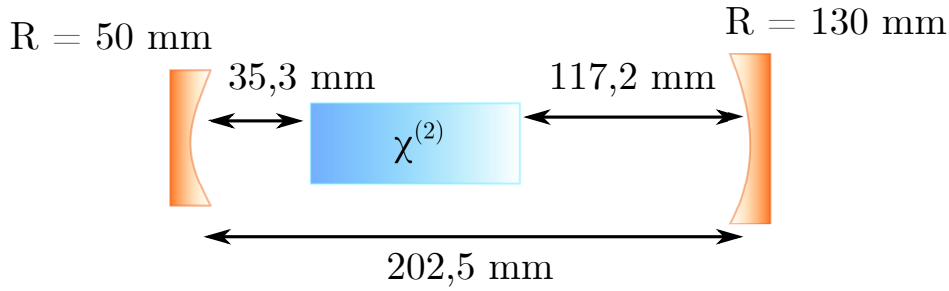


FIGURE 4.45 – Dimensions géométriques de la cavité OPO développée sur le banc de combinaison cohérente pour un signal résonnant à 1480 nm et de waist 75 μm .

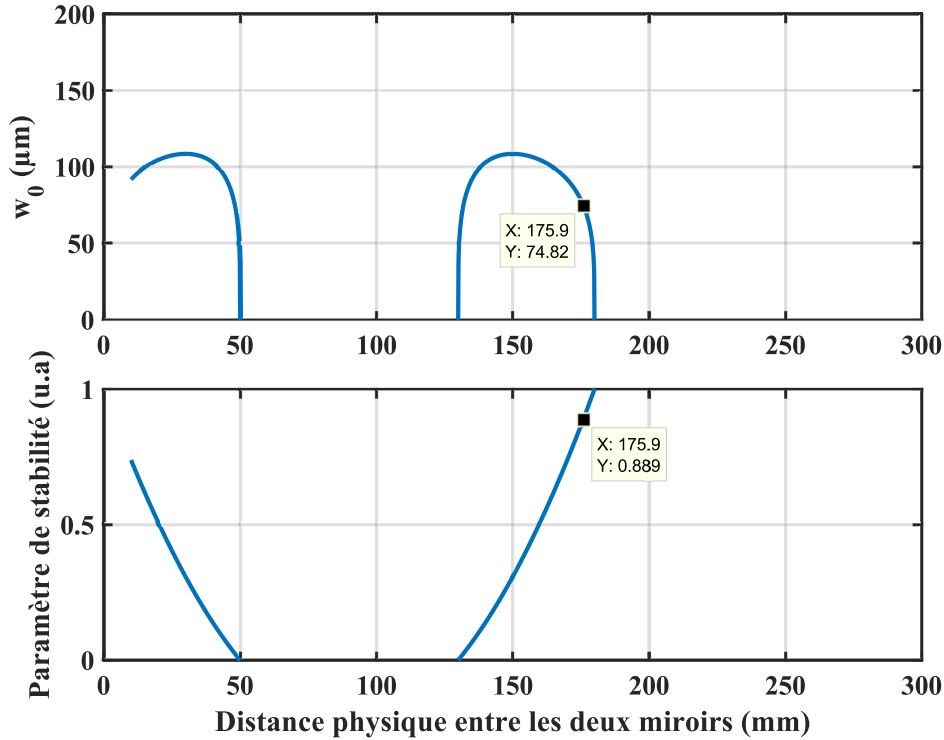


FIGURE 4.46 – Variation du waist résonnant (haut) et du paramètre de stabilité (bas) en fonction de la distance entre les deux miroirs de la cavité [128].

4.45. On a une distance optique de 175,9 mm entre les deux miroirs, ce qui se traduit par une distance physique de 202,5 mm.

On considère un waist à 75 μm et une longueur d'onde signal à 1480 nm. Un tel waist nous assure un paramètre de focalisation proche de 2, qui expérimentalement est plus facilement atteignable que l'optimal à 2,84 comme nous l'avons explicité dans la partie 4.2.1. Cela permet de plus de s'éloigner de la limite de stabilité de la cavité par rapport à un waist de 50 μm , comme on peut le voir sur la figure 4.46.

4.4 Conclusion

Nous avons pu voir au cours de ce chapitre comment il était envisageable de mettre à jour certains des composants constituant les pompes utilisées pour la combinaison de différence de fréquences. Le remplacement de composants a pour but de minimiser les risques d'endommagement du matériel lors de nos essais de combinaison d'OPO.

Nous avons pu mesurer la puissance disponible sur le banc à la suite de cette étape de maintenance ainsi que prendre connaissance des limites auxquelles nous pouvons être confronté.

Nous avons par la suite pu nous intéresser au dimensionnement des cavités afin d'obtenir un seuil d'oscillation compatible avec la puissance dont nous disposons. Ces considérations ont dû être couplées aux caractérisations des optiques que nous avons à disposition car nous souhaitons obtenir une évaluation précise du seuil ainsi que réaliser deux cavités les plus identiques possible. Grâce à ces études, nous pouvons calculer la puissance seuil en fonction de la longueur d'onde ainsi que du waist signal pour différents types de cavités et ainsi déterminer le type de configuration optimal pour notre étude compte tenu de nos limites. La conclusion de cette étude nous mène à développer deux cavités concentriques identiques dont les deux miroirs possèdent des rayons de courbure respectif de 130 mm et de 50 mm.

Nous allons pouvoir désormais mettre en place les cavités sur le banc expérimental et réaliser les premiers essais de combinaison cohérente d'OPO.

Mise en place expérimentale de la combinaison cohérente d'OPO

Sommaire

5.1	Développement de la cavité OPO	118
5.1.1	Caractérisation du faisceau de pompe	118
5.1.2	Positionnement du plan focal au sein de la cavité OPO	119
5.1.3	Premières oscillations de la cavité OPO	122
5.2	Présence d'une cavité Fabry-Perot parasite	123
5.3	Étude de l'onde complémentaire	128
5.3.1	Observation du faisceau complémentaire	128
5.3.2	Suivi fréquentiel de l'onde complémentaire émise par l'OPO	129
5.4	Duplication de la cavité OPO	130
5.4.1	Seuil d'oscillation de la cavité	130
5.4.2	Étude de la stabilité en fréquence de la cavité OPO du bras A	131
5.4.3	Combinaison cohérente des deux cavités OPO	131
5.5	Pistes d'amélioration des cavités afin de réaliser la combinaison cohérente	133
5.5.1	Amélioration des composants du montage	133
5.5.2	Asservissement en température	133
5.5.3	Asservissement en longueur de cavité	133
5.5.4	Éléments intra-cavité pour stabiliser la longueur d'onde	134
5.5.5	Pistes pour la combinaison cohérente d'OPO impulsionsnels	136
5.6	Conclusion	137

Grâce au renouvellement de certains éléments du banc de combinaison cohérente de DFG ainsi qu'à notre étude et optimisation de la cavité OPO à mettre en place, nous pouvons aborder la réalisation expérimentale de ces cavités afin de combiner les ondes complémentaires générées. Nous présenterons dans un premier temps la caractérisation du faisceau de pompe en espace libre afin d'en optimiser les paramètres de focalisation avant de réaliser une première cavité OPO. Nous allons voir ensuite quelles ont été les difficultés expérimentales associées au développement des deux cavités pour enfin conclure sur la possibilité de combiner les deux OPO.

On redonne en figure 5.1 le schéma du montage expérimental que l'on souhaite utiliser pour réaliser la combinaison cohérente d'oscillateurs paramétriques optiques. Dans la suite de ce chapitre, nous allons développer deux cavité OPO identiques en

installant la première sur la Bras B correspondant au bras de pompe avec les meilleures performances et la meilleure stabilité de puissance.

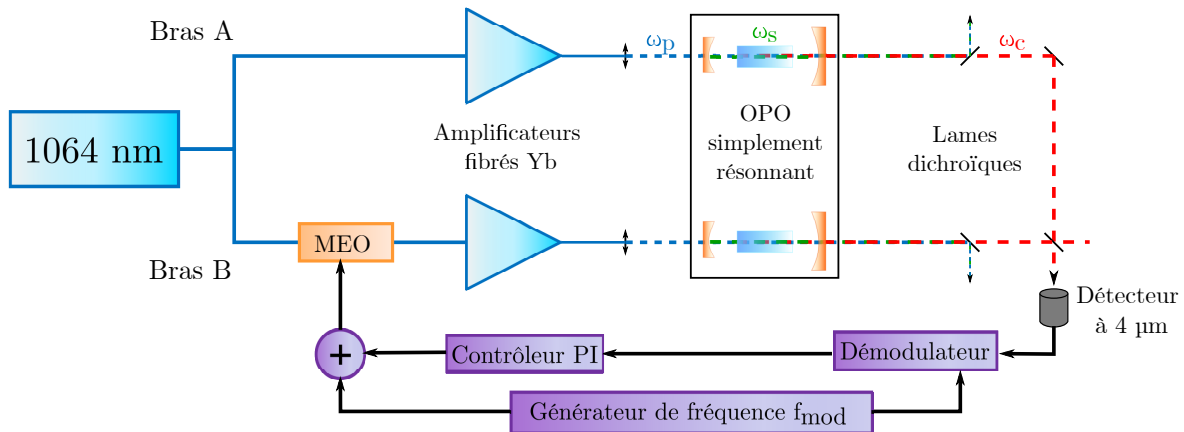


FIGURE 5.1 – Description schématique du montage expérimental utilisé pour la combinaison cohérente d'oscillateurs paramétriques optiques.

5.1 Développement de la cavité OPO

5.1.1 Caractérisation du faisceau de pompe

Afin de pouvoir mener des calculs d'évolution du faisceau sur le trajet optique, on décide de caractériser la divergence de la pompe via la mesure du paramètre M^2 à l'aide du montage décrit en figure 5.2.

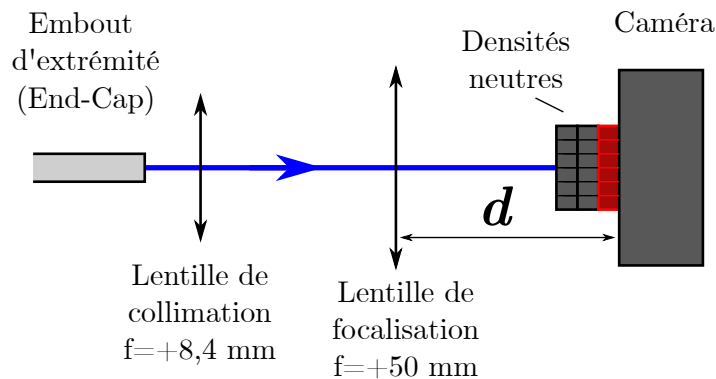


FIGURE 5.2 – Schéma de mesure du facteur de qualité M^2 du faisceau de pompe.

On utilise une lentille de focalisation convergente de focale 50 mm placée à 65 mm de la lentille de collimation en sortie de fibre. On place une caméra sensible à 1 μm (Spiricon SP620U) à une distance d de la lentille de focalisation que l'on fait varier pour suivre l'évolution de la taille du faisceau, la taille du faisceau étant définie comme son rayon à $1/e^2$ (souvent noté w comme "waist", que l'on peut traduire par "col"). On donne en figure 5.3 le résultat de cette étude.

On remarque une légère ellipticité du faisceau car les plans de focalisation suivant les deux directions x et y ne sont pas confondus. Le faisceau est cependant très proche de la limite de diffraction.

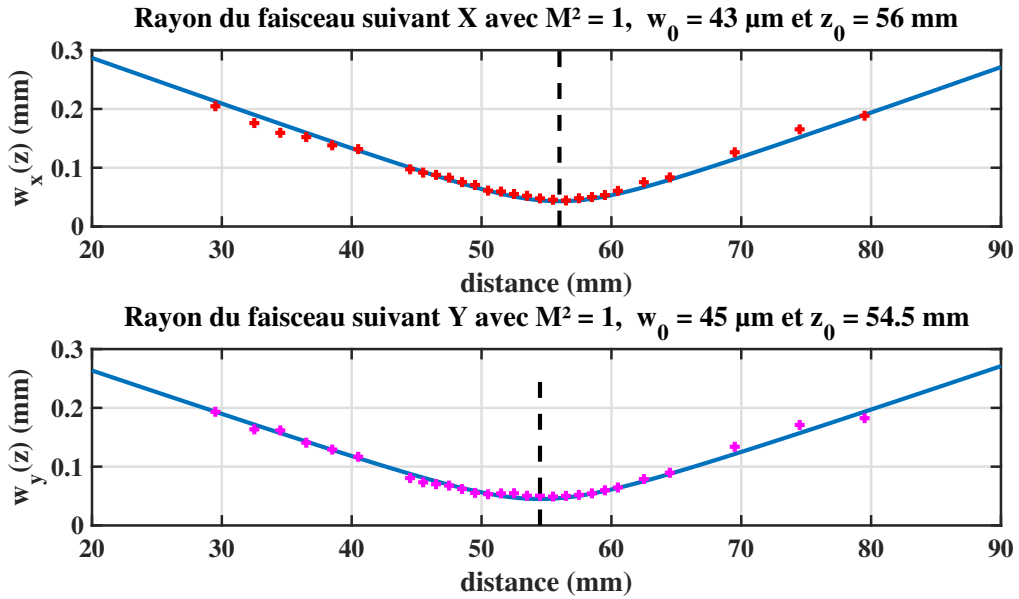


FIGURE 5.3 – Évolution de la taille du faisceau de pompe suivant les directions x et y après une lentille de distance focale + 50 mm en fonction de la distance à cette dernière avec en bleu la courbe l'évolution théorique.

5.1.2 Positionnement du plan focal au sein de la cavité OPO

Nous avons précisé dans le chapitre précédent qu'un rayon du faisceau signal au foyer de la lentille de focalisation d'environ $75 \mu\text{m}$ était souhaitable au sein de la cavité. Afin d'obtenir un recouvrement optimal entre l'onde de pompe et l'onde signal, il faut obtenir une égalité des distances de Rayleigh à chaque longueur d'onde. Ainsi on a besoin d'avoir un waist de pompe $w_{0,p}$ qui vérifie :

$$z_{r,p} = z_{r,s} \Leftrightarrow w_{0,p} = \sqrt{\frac{\lambda_p}{\lambda_s}} w_{0,s} \quad (5.1)$$

ce qui se traduit par un waist de pompe au centre de la cavité d'environ $65 \mu\text{m}$.

Cette information nous permet de choisir notamment la lentille de focalisation à utiliser avant la cavité en fonction de la distance optique entre la sortie fibrée de la pompe et cette dernière. On reprend le montage qui avait été développé pour la combinaison cohérente de DFG en prenant soin de séparer spatialement les deux bras de combinaison. On donne en figure 5.4 un schéma du chemin que parcourt la pompe avant d'arriver à la lentille de focalisation et ensuite l'OPO.

La lame dichroïque utilisée après la lentille de collimation a pour but, comme précédemment, de séparer la pompe résiduelle à 976 nm qui se trouve dans la gaine. On utilise une lame demi-onde en sortie d'isolateur pour s'assurer d'avoir une polarisation linéaire transverse de la pompe en entrée de cavité OPO.

En connaissant la longueur du chemin optique entre la sortie de fibre et le centre du cristal non linéaire ainsi que la taille du faisceau à l'origine, on peut grâce au formalisme des matrices ABCD prédire la distance focale nécessaire pour la lentille de focalisation. En sortie d'embout d'extrémité, le rayon du faisceau de pompe vaut $w_{ini} = 8,94 \mu\text{m}$. En calculant successivement les rayons de courbure complexes avant chaque élément optique, on est capable d'obtenir une évolution du rayon de pompe entre la sortie de

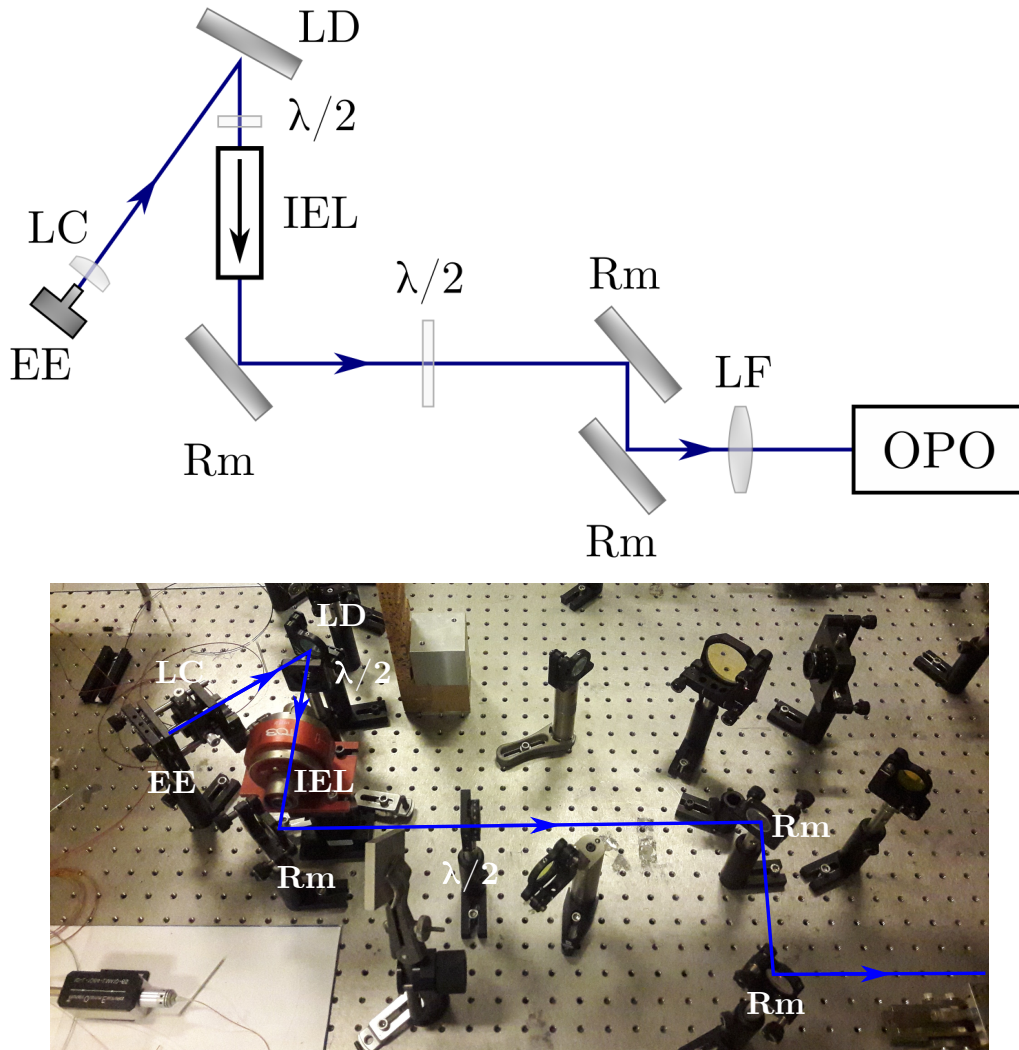


FIGURE 5.4 – Schéma (haut) et photographie (bas) du chemin optique parcouru par la pompe à 1064 nm. EE : Embout d'Extrémité (End-Cap), LC : Lentille de Collimation, LD : lame Dichroïque, IEL : Isolateur Espace Libre, $\lambda/2$: lame demi-onde, Rm : Miroir Rmax à 1064 nm, LF : Lentille de Focalisation.

fibre et la cavité OPO. La distance focale de la lentille de collimation est fixée à 8,4 mm. La distance physique parcourue par la pompe jusqu'à la lentille de focalisation est d'environ 1,3 m. On donne en figure 5.5 la taille du faisceau de pompe avant de placer une lentille de focalisation.

Les rayons à $1/e^2$ calculés par le logiciel sont respectivement $w_x = 1,065$ mm et $w_y = 1,237$ mm, soit rapport $w_x/w_y = 0,86$. Cette ellipticité du faisceau peut avoir un impact sur le seuil d'oscillation de l'OPO.

Parmi les différentes lentilles que nous possédons, une lentille de distance focale 175 mm est la plus apte à créer un rayon au centre du cristal d'environ $65 \mu\text{m}$, compte tenu de l'influence du miroir concave d'entrée de cavité. On donne en figure 5.6 l'évolution du rayon du faisceau de pompe au sein de la cavité après passage par ce miroir d'entrée.

Il faut se rappeler que le cristal non linéaire de PPLN possède un indice de réfraction de 2,14 à la longueur d'onde signal. Afin d'avoir une focalisation au centre du cristal, il est ainsi important de placer le waist dans le premier tiers du cristal afin de pré-compenser l'impact de la réfraction par la face d'entrée du cristal qui décale le point

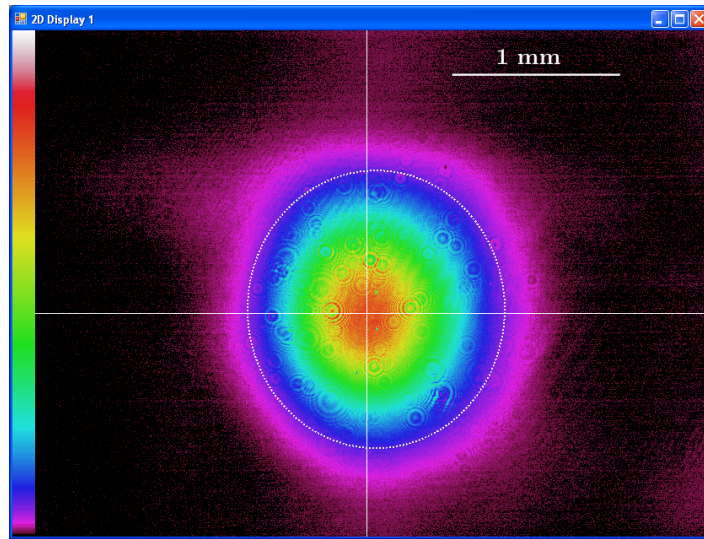


FIGURE 5.5 – Faisceau de pompe à 1,3 m de la sortie de fibre.

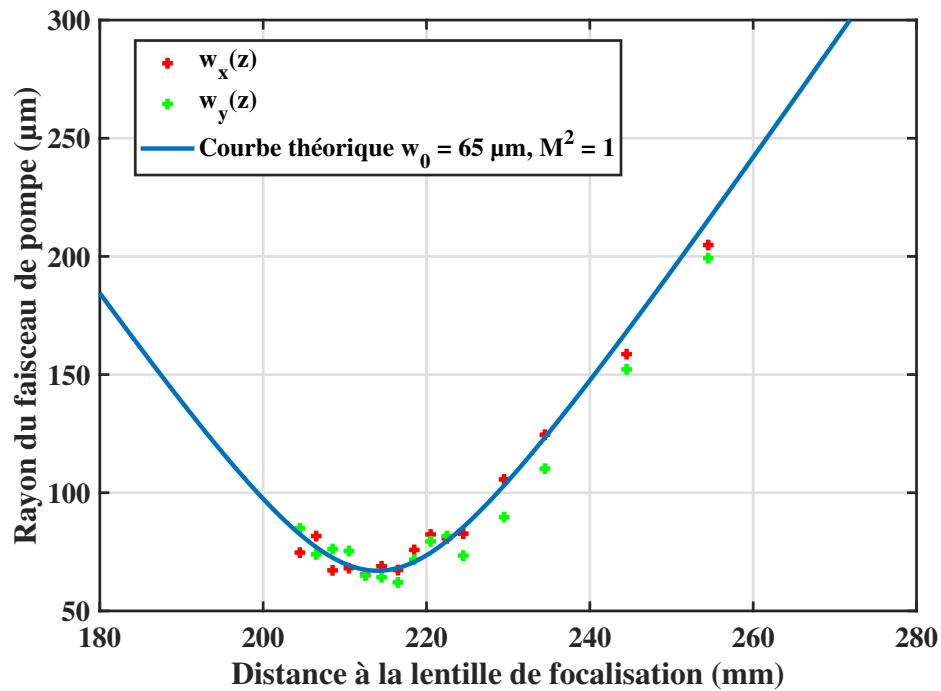


FIGURE 5.6 – Évolution du rayon du faisceau de pompe au sein de la cavité sans cristal non linéaire pour une lentille de focalisation de 175 mm en fonction de la distance.

focal vers la sortie du cristal. Une fois le cristal placé dans la cavité, on observe de nouveau la taille du faisceau de pompe à l'aide de la caméra.

Puisqu'on ne peut évaluer expérimentalement le taille du faisceau à l'intérieur du cristal, et ainsi positionner le waist comme il le faudrait au centre, on utilise les mesures réalisées après ce dernier. On peut ainsi extrapoler, en tenant compte de l'indice de réfraction, la position du plan de focalisation au sein du cristal, comme on le montre en figure 5.8.

On retrouve le même rapport d'ellipticité (inversé par la lentille) entre les rayons suivant les directions x et y qu'on avait pu mesurer avant la lentille de focalisation.

Nous avons fait le choix de placer le miroir concave de rayon de courbure 50 mm en

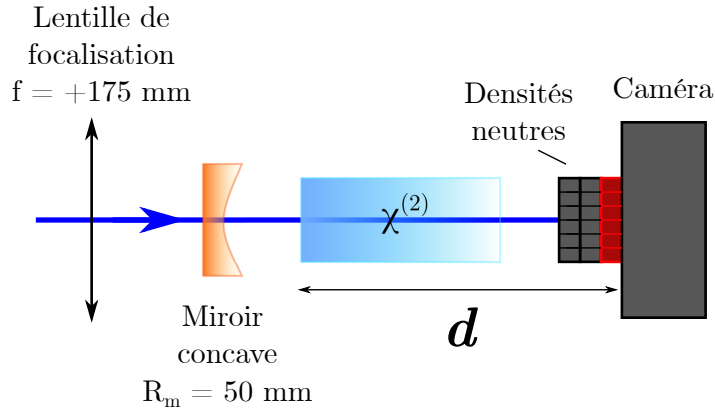


FIGURE 5.7 – Schéma de la mesure utilisée pour déterminer la position du waist au centre du cristal.

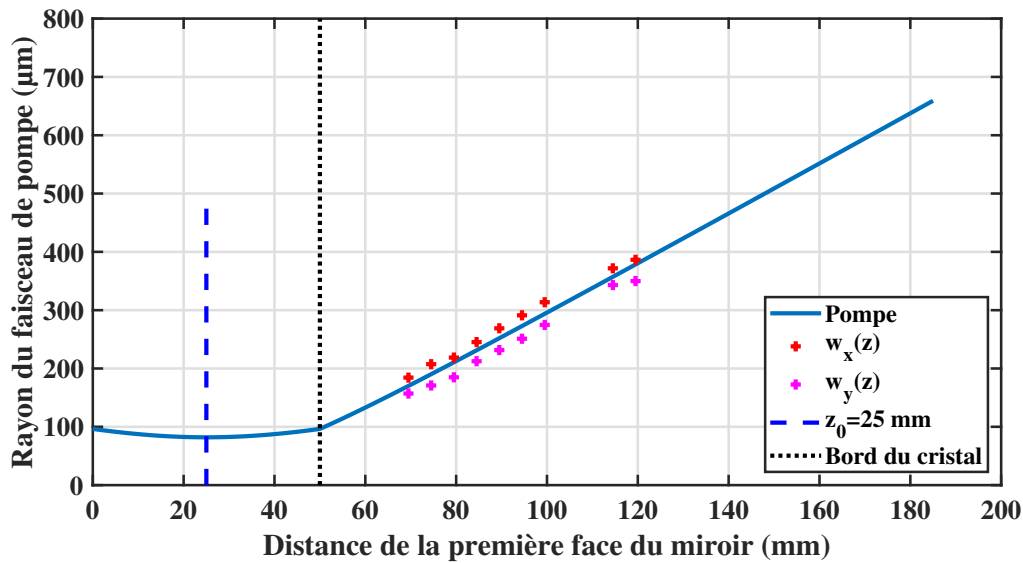


FIGURE 5.8 – Mesure du rayon du faisceau de pompe après le cristal et évaluation de la position du col théorique.

entrée de cavité car nous avons noté des pertes importantes de puissance lorsque nous utilisons le miroir de 130 mm en premier. En effet, environ 35 % de la puissance de pompe incidente sur le miroir de ZnSe est réfléchi. Ce phénomène est sûrement causé par un vieillissement des traitements de surface, les miroirs disponibles au laboratoire étant pour certains déjà assez anciens. On note aussi une meilleure transmission pour le miroir en YAG avec environ 10 % de la puissance de pompe réfléchi par ce dernier.

5.1.3 Premières oscillations de la cavité OPO

On met en place la cavité comme elle a été dimensionnée dans le chapitre précédent. Le miroir d'entrée est placé sur un platine de translation afin de pouvoir ajuster la distance entre ce dernier et la face d'entrée du cristal. Il est aussi possible de le déplacer dans le plan parallèle à cette face afin d'aligner l'axe de la cavité.

Afin d'ajuster sa température, le cristal est placé dans un des fours que nous avons décrit dans le chapitre précédent. Celui-ci peut être déplacé perpendiculairement à la cavité afin de pouvoir sélectionner le réseau non linéaire d'inversion périodique avec

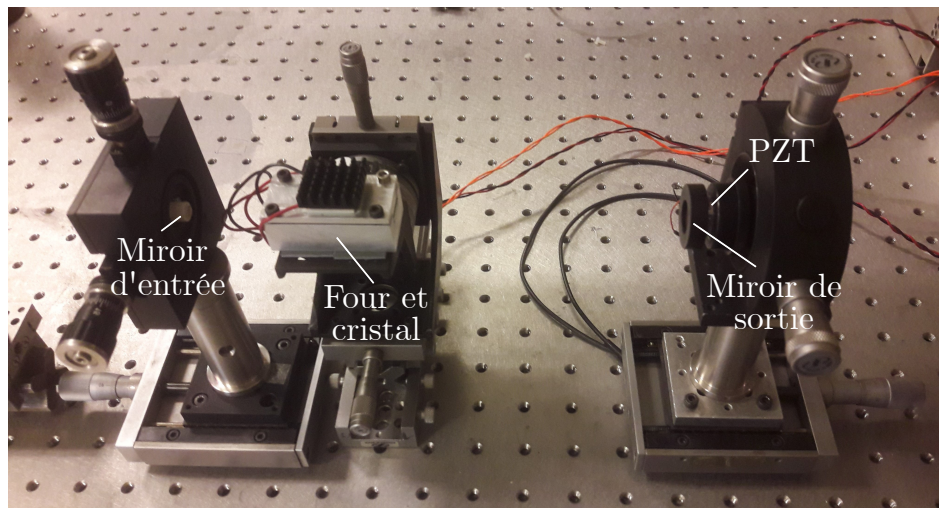


FIGURE 5.9 – Photographie de la cavité OPO développée. PZT : cale piézoélectrique.

lequel on souhaite travailler. Afin d'assurer un passage optimal du faisceau dans le cristal, nous avons la possibilité de régler la hauteur du cristal afin que la totalité de la pompe y soit transmise sans que le faisceau de pompe soit obturé par les bords du cristal. On s'assure aussi de pouvoir obtenir une incidence normale sur la face d'entrée au moyen d'un réglage de l'inclinaison du cristal.

Enfin, le miroir de sortie est, comme pour celui d'entrée, monté sur une platine de translation afin de pouvoir régler sa distance à la sortie du cristal. Une cale piézoélectrique en anneau est ajoutée à la monture du miroir afin de pouvoir contrôler finement la longueur de la cavité. Cette cale permet un déplacement maximal de $3,9 \mu\text{m}$.

Afin d'aider à l'alignement de la cavité, on met en place un double passage de la pompe en collimatant le faisceau de pompe en sortie de cavité et en plaçant un miroir plan pour réfléchir ce dernier.

Ce dispositif permet théoriquement de diviser le seuil de l'OPO par deux. Cependant on ne peut augmenter de manière trop importante la puissance de la pompe dans cette configuration car on note des retours sur les photodiodes de sécurité protégeant les lasers de pompe contre des rétroreflexions qui pourraient les endommager.

À la suite de la mise en place de ce dispositif, le point d'oscillation est obtenu pour l'OPO. On donne en figure 5.10 la puissance de l'onde complémentaire obtenue en fonction de la puissance de pompe utilisée. La puissance seuil se trouve être proche de 8 W et nous obtenons au maximum 450 mW de puissance complémentaire en utilisant 11 W de puissance de pompe.

5.2 Présence d'une cavité Fabry-Perot parasite

La caractérisation de la puissance complémentaire en fonction de la puissance de pompe injectée a été réalisée en modulant la position de la cale piézoélectrique sinusoïdalement. En effet la puissance complémentaire observée en sortie d'OPO est instable dans le temps, comme le montre la figure 5.11.

Cette instabilité semble venir de la présence d'une cavité Fabry-Perot entre les miroirs concaves de la cavité. On remarque en effet une modulation de la transmission de la pompe en sortie de cavité lorsque cette dernière est pompée en dessous du seuil d'oscillation de l'OPO.

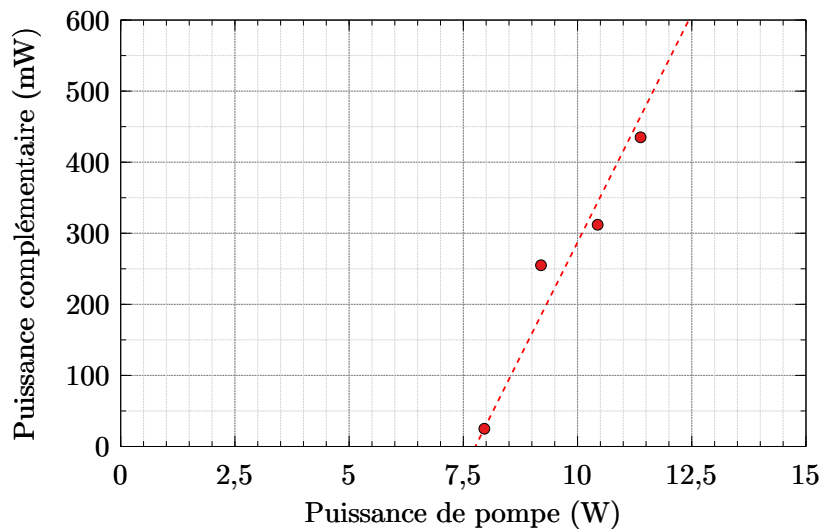


FIGURE 5.10 – Évolution de la puissance de l'onde complémentaire en fonction de la puissance de pompe.

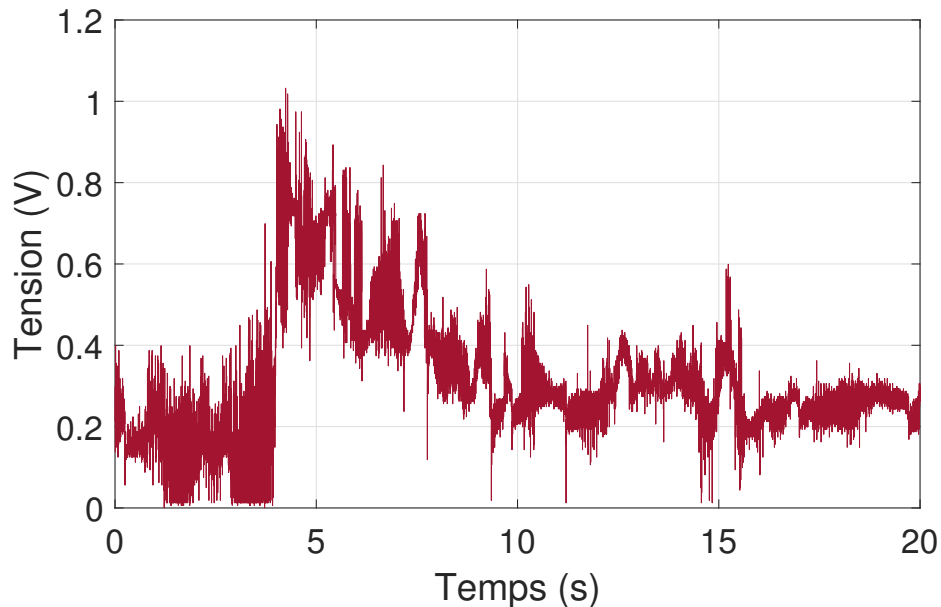


FIGURE 5.11 – Exemple d'évolution de la puissance de l'onde complémentaire en fonction du temps.

Cette oscillation régulière dans le temps possède une fréquence proche de 120 Hz. On émet alors l'hypothèse d'une vibration mécanique sur le banc expérimental qui peut venir moduler la longueur de la cavité optique et ainsi celle du Fabry-Perot, modulant alors la transmission de la pompe. Pour essayer d'identifier l'origine de ce bruit proche de 120 Hz, et pour s'assurer qu'il ne provient pas du montage optique, nous mesurons la puissance de pompe en sortie de cavité avant et après avoir allumé les différents étages d'amplification.

Pour identifier la présence ou non de cette fréquence sur le signal de pompe, nous utilisons la mesure de la densité spectrale de puissance (DSP) qui consiste à représenter les fluctuations de puissance en fonction de la fréquence, soit le poids de chaque

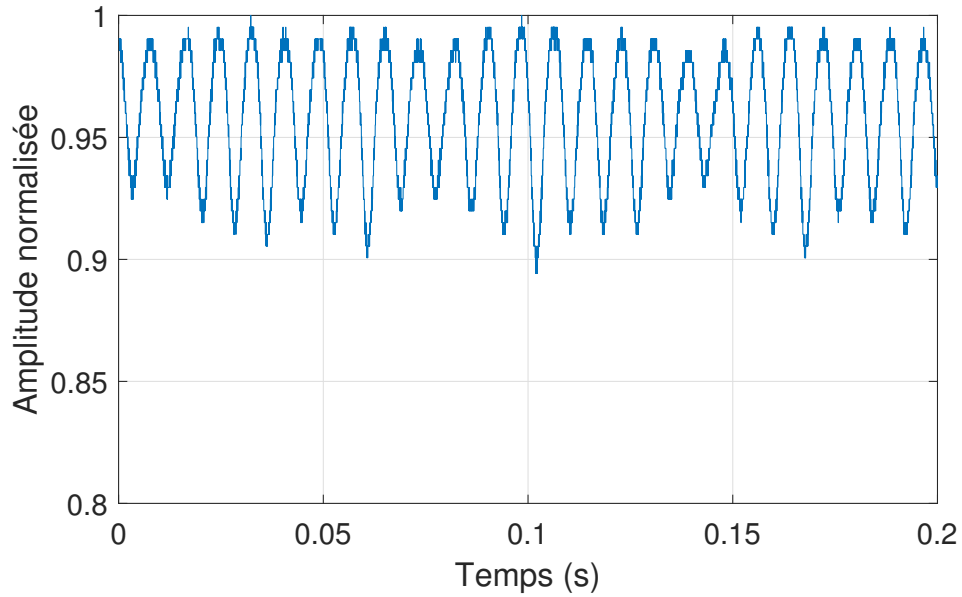


FIGURE 5.12 – Exemple d'évolution de la puissance de l'onde de pompe en sortie de cavité OPO au cours du temps.

composante fréquentielle dans les fluctuations. La DPS se calcule comme suit :

$$PSD = \frac{|TF[P_p(t)]|^2}{T} \quad (5.2)$$

où TF indique la transformée de Fourier, $P_p(t)$ la puissance de pompe au cours du temps et T le temps d'intégration. On donne en figure 5.13 la DSP lorsque l'on mesure la puissance du faisceau de pompe alors que le premier étage d'amplification est dans un premier temps éteint, puis allumé, avec un temps d'intégration de 1 ms.

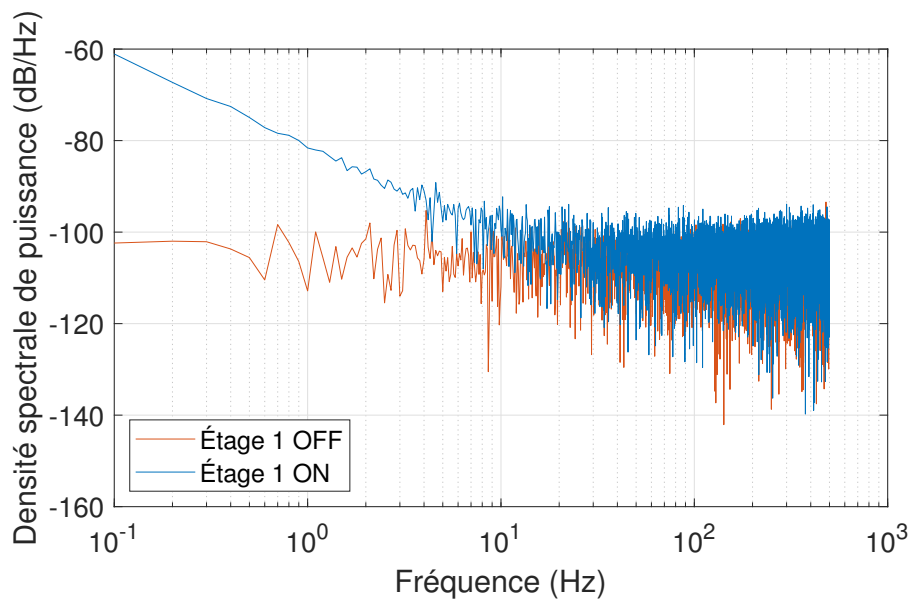


FIGURE 5.13 – Comparaison entre les densités spectrales de puissance de l'onde de pompe lorsque le premier étage d'amplification est éteint puis allumé.

Cela nous permet de déduire que les potentielles vibrations mécaniques ne pro-

viennent pas du premier étage d'amplification. On réalise une mesure similaire pour le deuxième étage d'amplification, dont la comparaison des DSP est donnée en figure 5.14.

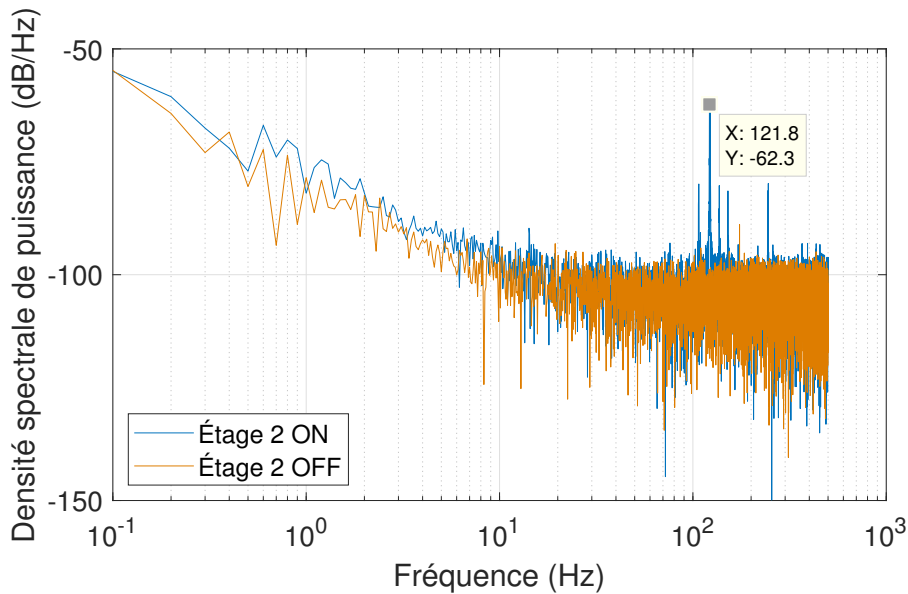


FIGURE 5.14 – Comparaison entre les densités spectrales de puissance de l’onde de pompe lorsque le deuxième étage d’amplification est éteint puis allumé.

On remarque alors que des composantes proches de la centaine de hertz font leur apparition lorsque le deuxième étage d’amplification est utilisé. Cela semble donc être en lien avec les ventilateurs qui régulent thermiquement les diodes de pompe du deuxième étage. Ces vibrations se retrouvent de plus sur la densité spectrale de puissance de l’onde complémentaire, comme on peut le voir sur la figure 5.15. Nous procédons alors à l’isolement mécanique de cette partie du montage en plaçant des mousses pour absorber les vibrations générées par ces ventilateurs. Nous voyons sur la partie droite de la figure 5.15 la mesure de la densité spectrale de puissance après cette isolation où les fluctuations à la fréquence de 120 Hz ont été grandement réduites, même si la totalité des bruits parasites n’a pas pu être totalement atténuée.

Même si cette source de fluctuation de puissance a pu être identifiée et considérablement réduite, le phénomène de Fabry-Perot parasite reste présent du fait de la configuration de la cavité, et il est souhaitable de s’en affranchir. Il est possible de modifier la disposition de la cavité OPO pour essayer d’y parvenir. On peut par exemple imaginer couder la cavité à l’aide d’une lame dichroïque. L’angle noté θ peut alors être ajusté pour optimiser la réflectivité de la lame en fonction des caractérisations qu’on a pu faire au préalable, notamment dans le chapitre précédent. Comme pour la configuration précédente, la pompe est focalisée au centre du cristal en prenant compte de l’indice de réfraction du cristal qui déplace la position du point focal par rapport à l’air libre.

Du fait des faibles pertes des lames DMSP1180 la différence n’est que peu visible entre les deux cas considérés jusque-là. La polarisation s semble ici à privilégier plus l’angle devient important. La valeur de cet angle est aussi dictée par les contraintes mécaniques autour de la réalisation de la cavité. Un angle plus proche de la perpendiculaire sera alors plus facile à utiliser qu’un angle plus petit où les montures des optiques peuvent être gênantes en venant obturer les faisceaux. Cependant il n’a pas été possible

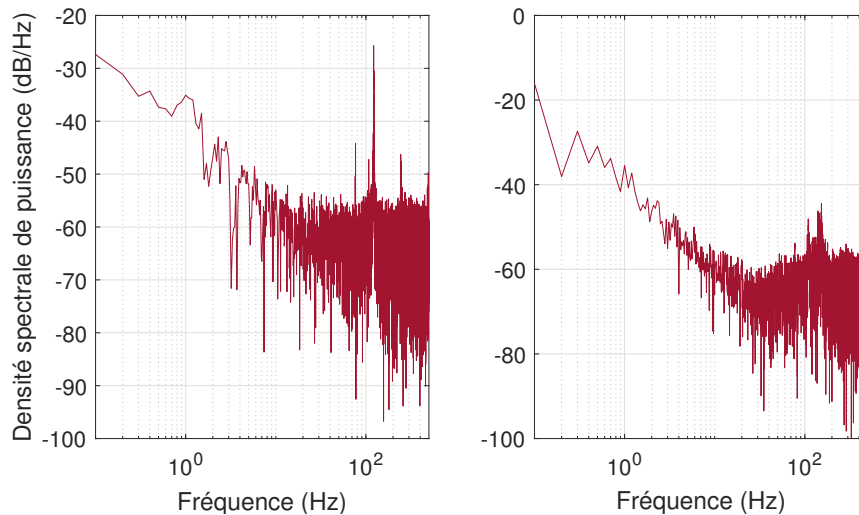


FIGURE 5.15 – Densité spectrale de puissance de l'onde complémentaire obtenue sur le bras B avant (gauche) et après (droite) isolation mécanique.

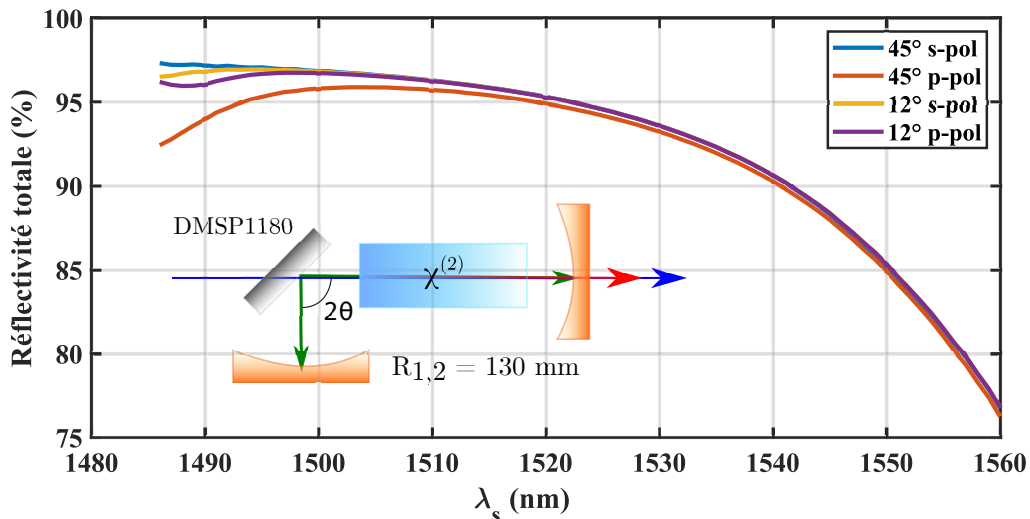


FIGURE 5.16 – Réflectivité équivalente totale de la cavité en fonction de la longueur d'onde pour une configuration concentrique coudée où les miroirs composant la cavité sont des miroirs de ZnSe et une lame DMSP1180.

d'obtenir une oscillation en utilisant cette disposition de cavité, nous forçant ainsi à utiliser la configuration non coudée étudiée précédemment et ainsi à devoir prendre en considération l'effet de Fabry-Perot parasite qui a été observé sans pouvoir totalement le faire disparaître.

Pour tenter de caractériser ce Fabry-Perot parasite, on a modulé la position de la cale piézoélectrique par une rampe de tension. On balaye de telle sorte la transmission de la cavité Fabry-Perot. La cavité OPO n'étant pas conçue pour exacerber ce phénomène parasite, les réflectivités des miroirs présents sont très faibles à la longueur d'onde de pompe et le contraste du Fabry-Perot reste faible. On donne en figure 5.17 la représentation de la puissance transmise normalisée alors qu'une rampe de tension est appliquée à la cale piézoélectrique.

La rampe de tension est de 10 V ce qui représente un déplacement de la cale piézo-

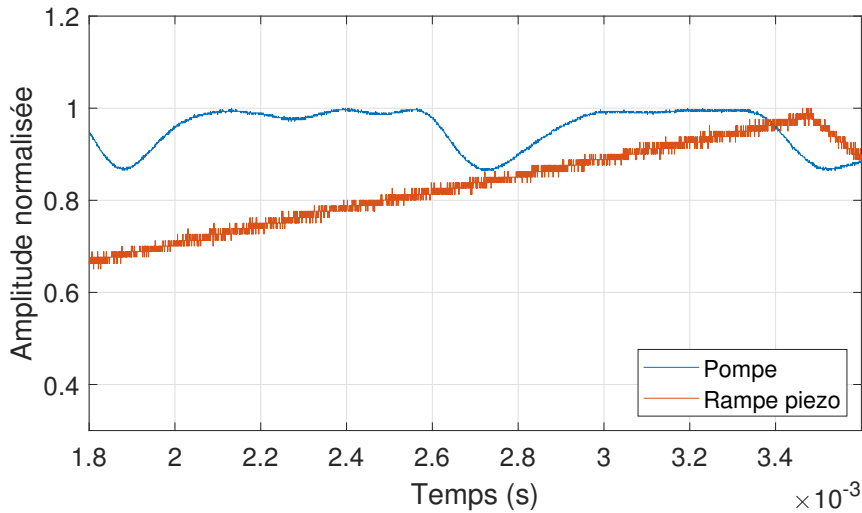


FIGURE 5.17 – Évolution de la puissance de pompe transmise normalisée en sortie de cavité OPO au cours du temps, alors qu’une rampe de tension est appliquée à la cale piézoélectrique.

électrique de 600 nm. On a une périodicité qui correspond à une variation de tension de 7,5 V soit un déplacement d’environ 450 nm, ce qui est proche de la demi longueur d’onde de pompe. La précision de la mesure n’est pas optimale du fait du matériel utilisé. On remarque aussi la présence de différents lobes de transmission secondaires qui laissent penser à la présence de plusieurs cavités Fabry-Perot parasites, notamment induites par les faces du cristal. Il nous est en l’état impossible de nous affranchir de ce phénomène, et nous allons voir l’impact de cette variation de transmission de la pompe sur la stabilité en fréquence de l’onde complémentaire générée lors du processus non linéaire.

5.3 Étude de l’onde complémentaire

5.3.1 Observation du faisceau complémentaire

Afin de mettre en place la figure d’interférence entre les deux ondes complémentaires issues des deux OPO, on souhaite observer le faisceau complémentaire combiné à l’aide d’une caméra thermique de marque Pyrocam.

À la sortie de la cavité, on place une lentille de collimation afin de réduire la divergence du faisceau complémentaire. Cette dernière est en ZnSe afin de ne pas absorber le faisceau. Par la suite on sépare l’onde complémentaire de l’onde de pompe pour la diriger vers la caméra thermique. Une lame de germanium est disposée avant cette dernière afin d’absorber toute pompe résiduelle qui pourrait fausser l’observation.

On remarque que le faisceau n’est pas parfaitement circulaire. On s’intéresse par la suite à l’évolution temporelle de la fréquence de cette onde complémentaire.

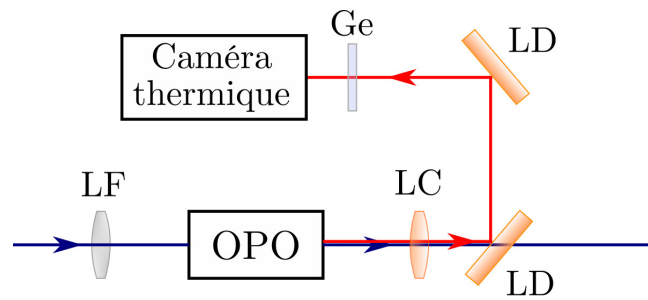


FIGURE 5.18 – Schéma du montage expérimental utilisé pour observer le faisceau complémentaire. LF : lentille de focalisation, LC : lentille de collimation, LD : lame dichroïque, Ge : lame de germanium utilisée pour absorber la pompe et le signal résiduels et ne laisser passer que l'onde complémentaire.

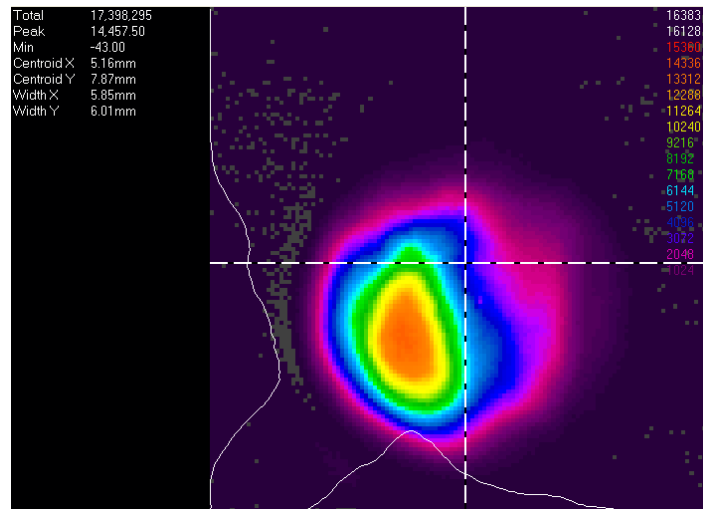


FIGURE 5.19 – Visualisation du faisceau complémentaire issu de la cavité OPO du bras B.

5.3.2 Suivi fréquentiel de l'onde complémentaire émise par l'OPO

Comme on ne dispose pas d'un spectromètre simple à mettre en oeuvre dans le domaine de longueur d'onde du complémentaire (moyen IR), on préfère utiliser un lambdamètre visible-proche IR disponible au laboratoire, et visualiser une composante de lumière rouge-orange émise par l'OPO simultanément au complémentaire. Cette lumière, de longueur d'onde proche de 619 nm, correspond en réalité à la somme de fréquence parasite réalisée au sein du cristal entre l'onde signal et l'onde de pompe. L'onde de pompe étant très stable en fréquence, les variations de la longueur d'onde signal sont corrélées à celles de l'onde complémentaire. Ainsi en mesurant la longueur d'onde de cette lumière rouge, on peut en déduire celle de l'onde complémentaire. On donne en figure un exemple de suivi à l'analyseur de spectre de la cavité OPO du bras B.

La disparition du signal sur le lambdamètre à certains moments est due à une puissance à analyser trop faible ou trop importante. Le temps d'exposition est de 15 ms. On remarque des variations discrètes et abruptes au cours du temps, ce qui témoigne de sauts de modes, confirmés par le fait que ces sauts correspondent à des multiples de l'intervalle spectral libre proche de 750 MHz. Ainsi la variation de la puissance de

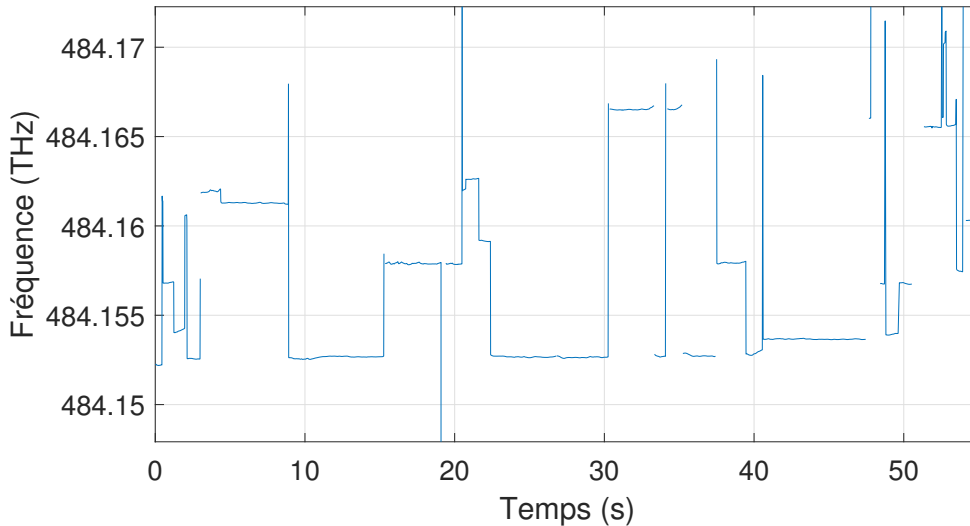


FIGURE 5.20 – Évolution de la fréquence de l'onde issue de la somme de fréquences entre l'onde de pompe et l'onde signal au sein du cristal non linéaire de la cavité OPO du bras B.

pompe transmise causée par la présence de cavités Fabry-Perot parasites semble faire varier le mode longitudinal amplifié de façon privilégiée dans la cavité OPO. La durée maximale de stabilité du mode est de quelques secondes.

5.4 Duplication de la cavité OPO

5.4.1 Seuil d'oscillation de la cavité

La cavité OPO présentée jusqu'alors est dupliquée sur le bras A. On rappelle ici que des problèmes de polarisation avaient été relevés au chapitre précédent sur la source de pompe du bras A (voir figures 4.4 et 4.5). Ces variations de polarisation entraînent des variations de puissance puisque l'on utilise un isolateur en espace libre en amont de la cavité afin de protéger les étages d'amplification d'éventuels retours.

Il nous est cependant possible d'obtenir l'oscillation paramétrique et de tracer la puissance complémentaire émise à l'aide de cette seconde cavité en fonction de la puissance de pompe utilisée. Il est à noter que nous nous plaçons à un courant de diodes de pompe fixe, ce qui n'implique pas une valeur de puissance de pompe fixe à cause des problèmes d'instabilité de polarisation évoqués précédemment. La puissance en entrée de cavité varie ainsi de quelques watts autour des valeurs indiquées en figure 5.21 entraînant par moments des passages sous le seuil de l'OPO, excepté pour 8 W qui est le maximum de puissance atteignable avant d'observer des retours sur les photodiodes de sécurité de la source fibrée de pompe.

On remarque que la puissance seuil de cette cavité, proche de 4 W est plus faible que celle de la cavité du bras B, qui était plus proche de 7 W. On donne en figure 5.21 la puissance de l'onde complémentaire obtenue en fonction de la puissance de pompe. La puissance complémentaire maximale est ici de 200 mW. Cette différence peut s'expliquer par de meilleurs traitements avec une réflectivité un peu plus élevée des optiques constituant l'OPO du bras A. Cependant la présence de cavité Fabry-Perot parasite est aussi observée ici, ce qui affecte la stabilité en puissance, comme pour la cavité précé-

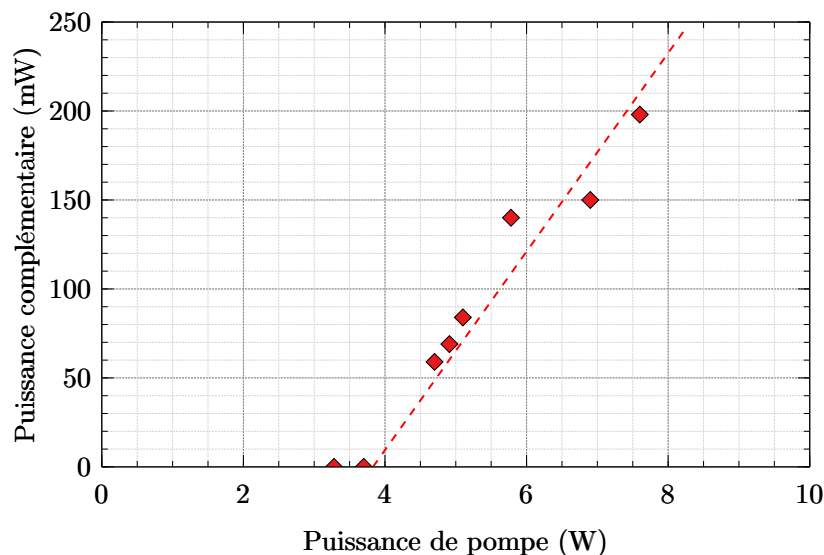


FIGURE 5.21 – Évolution de la puissance de l’onde complémentaire en fonction de la puissance de pompe utilisée pour la cavité OPO du bras A.

dente. On note aussi qu’on peut extraire moins de puissance complémentaire à cause de la limite en puissance de pompe à laquelle nous sommes confrontés. On obtient toutefois de bons rendements des deux OPO avec des puissances émises de plusieurs centaines de milliwatts, des puissances bien plus élevées que celles que l’on avait pu obtenir à partir des modules de DFG, ce qui confirme l’intérêt des OPO comme convertisseurs de fréquences à fort rendement.

5.4.2 Étude de la stabilité en fréquence de la cavité OPO du bras A

On donne en figure 5.22 une évolution au cours du temps de la longueur d’onde issue de la somme de fréquences entre l’onde de pompe et l’onde complémentaire, comme nous l’avons fait pour le bras B.

Ici les fluctuations de puissance ont un impact plus grand sur la stabilité en fréquence de l’onde complémentaire. On retrouve les sauts de modes comme pour la cavité du bras B, mais les phases de stabilité sont plus rares, durent moins longtemps et les sauts de modes sont plus nombreux. Il est aussi à noter que la fréquence des modes de la cavité varie légèrement au fil du temps, comme on peut le voir sur la figure 5.23.

Ceci peut s’expliquer par des fluctuations d’origine vibratoire ou thermique qui viennent modifier continuellement la longueur de la cavité et ainsi la fréquence du mode résonnant. L’asservissement en température du cristal peut aussi jouer un rôle, créant une modification de la longueur effective de la cavité par dilatation thermique et effet thermo-optique ou en modifiant légèrement la condition d’accord de phase. Cette variation s’observe aussi sur la cavité du bras B qui a été décrite précédemment.

5.4.3 Combinaison cohérente des deux cavités OPO

Dans l’état actuel des deux cavités OPO, à cause des fluctuations de puissance et des phénomènes parasites, il n’est pas possible de réaliser la combinaison cohérente des deux cavités. Les fréquences des deux ondes complémentaires peuvent être rapprochées

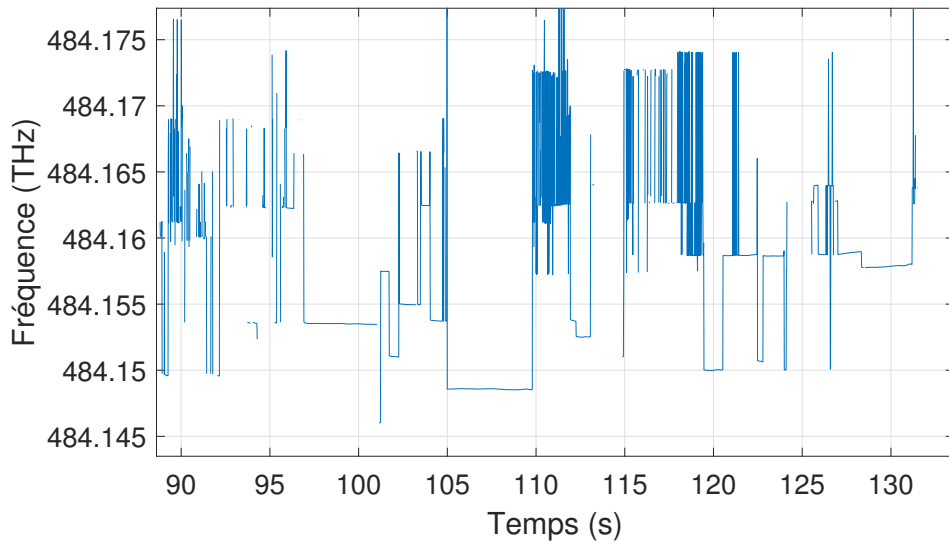


FIGURE 5.22 – Évolution de la fréquence de l’onde issue de la somme de fréquences entre l’onde de pompe et l’onde signal au sein du cristal non linéaire de la cavité du bras A.

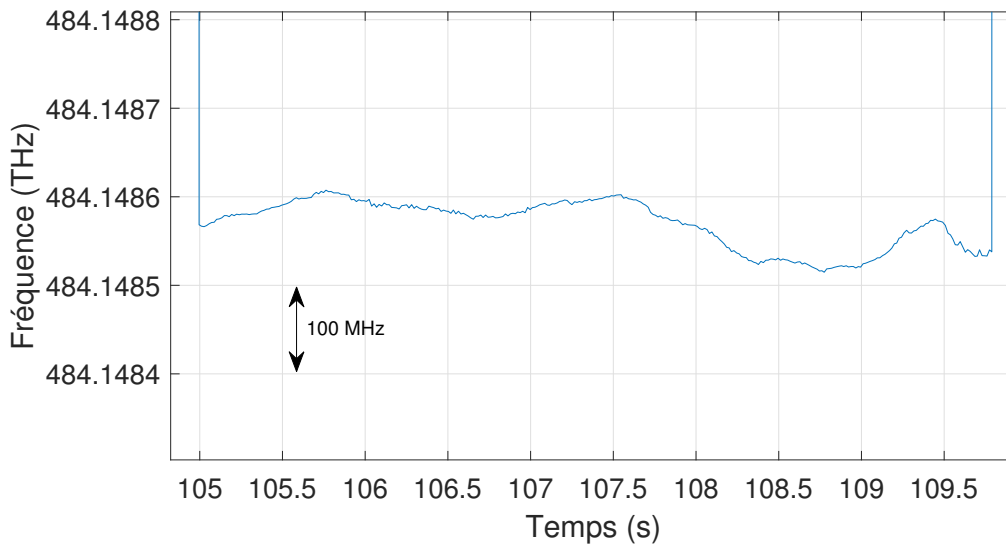


FIGURE 5.23 – Évolution de la fréquence d’un mode de résonance de l’onde issue de la somme de fréquences entre l’onde de pompe et l’onde signal au sein du cristal non linéaire de la cavité du bras A.

en utilisant les cales piezoélectrique et en ajustant la température du cristal pour réduire la différence de longueur de cavité des deux OPO. L’écart actuel entre les fréquences moyennes d’oscillation des deux cavités est d’une dizaine de gigahertz, ce qui peut être compensé par les paramètres qu’on vient d’expliciter.

Cependant les sauts de modes empêchent la génération de franges d’interférence lorsque l’on superpose les deux faisceaux. De plus même si ces franges d’interférence apparaissent, elles ne sont jamais stables et il est impossible de déterminer si cette instabilité provient des variations de longueur d’onde ou de la phase.

5.5 Pistes d'amélioration des cavités afin de réaliser la combinaison cohérente

5.5.1 Amélioration des composants du montage

Comme nous avons pu le voir jusqu'ici, certains composants du montage mettent à mal la réalisation de la combinaison cohérente des cavités OPO. Concernant le bras A, la variation de polarisation en sortie d'étage d'amplification se traduit par une variation de puissance en entrée de cavité OPO. Nous soupçonnons une défaillance au niveau de la soudure entre la fibre amplificatrice du second étage et le coupleur de pompe que nous n'avons pas pu refaire par manque de fibre disponible sur le coupleur pour effectuer la soudure. Le rachat d'un nouveau coupleur de pompe pourra permettre de vérifier l'hypothèse d'une soudure endommagée entraînant un mauvais couplage en polarisation dans la fibre amplificatrice.

L'état des optiques utilisées pour la conception des cavités est aussi à reconsidérer. À cause d'un vieillissement des traitements, on a vu l'apparition de cavités Fabry-Perot parasites à la longueur d'onde de pompe, ce qui module la transmission de cette dernière et ainsi entraîne des sauts de modes de cavité. Le vieillissement différents des optiques amène aussi à des performances différentes des deux cavités OPO, notamment concernant le seuil d'oscillation et la puissance maximale que l'on peut obtenir. Remplacer ces optiques par des nouvelles mieux adaptées au besoin est une solution pour s'affranchir de ce problème. Ce dernier se couple aussi à une isolation mécanique des cavités qui doit être améliorée afin de ne plus observer de composantes fréquentielles parasites sur les densités spectrales de puissance des ondes complémentaires.

Cette isolation mécanique est à coupler avec une amélioration de la stabilité thermique des cristaux et des cavités, pour obtenir une meilleure stabilité en longueur d'onde complémentaire, requise pour la réalisation de la combinaison cohérente.

5.5.2 Asservissement en température

La question des effets thermiques au sein d'une cavité OPO continue et simplement résonnante a déjà été abordée dans la littérature [134]. Isoler l'environnement autour de la cavité pour éviter les flux d'air est une première étape pour obtenir une meilleure stabilité en longueur d'onde. Vainio et al ont montré des exemples de cavités stables sans saut de mode sur une vingtaine d'heures avec une dérive en fréquence inférieure à 150 MHz. Ils avancent de plus que stabiliser la température du cristal à la dizaine de millikelvin près permet aussi de limiter ces fluctuations [76]. La puissance intracavité est aussi prise en considération. En optant pour des optiques moins réfléchissantes, il est possible de la diminuer ce qui permet une meilleure régulation de la température au sein de la cavité, au prix d'une puissance seuil d'oscillation plus élevée.

5.5.3 Asservissement en longueur de cavité

Il existe dans le domaine des lasers une méthode de stabilisation de cavité pour contrebalancer les perturbations extérieures, connue sous le nom de ses auteurs, la méthode Pound-Drever-Hall (PDH) [135]. Cette technique a plusieurs fois été utilisée pour la stabilisation de la longueur de la cavité OPO par des équipes [136, 137]. On notera toutefois que dans le cas de la combinaison cohérente, l'utilisation d'un modulateur de

phase placé sur la pompe afin d'asservir la longueur de cavité peut entrer en conflit avec le marquage en fréquence utilisé pour la combinaison cohérente des OPO.

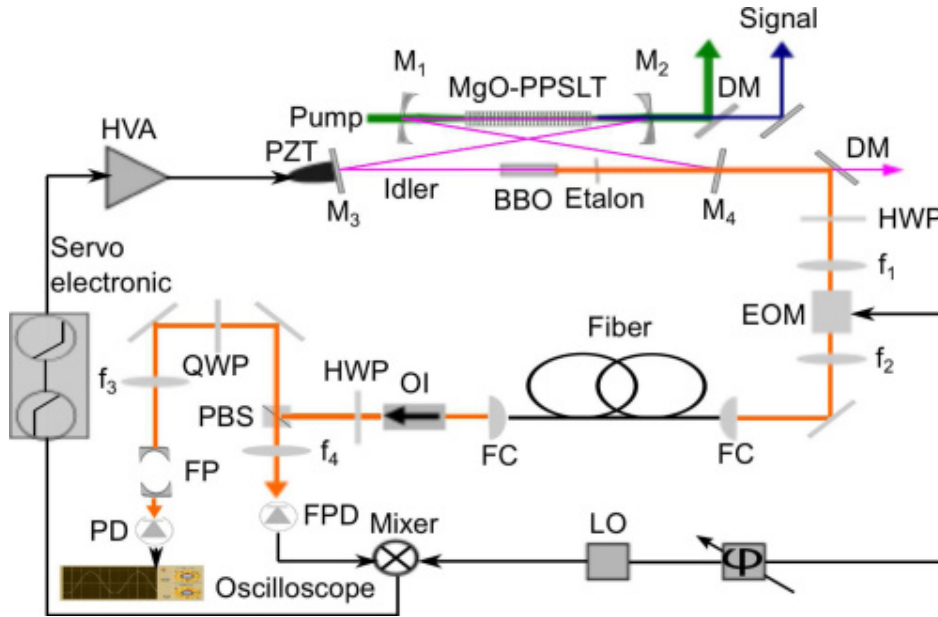


FIGURE 5.24 – Montage expérimental d'un cavité OPO utilisant la méthode Pound-Drever-Hall pour asservir la longueur de cavité [136]. PZT : transducteur piézoélectrique; HVA : amplificateur à haute tension; DM : miroir dichroïque; HWP : lame demi-onde; LO : oscillateur local; f_i : Lentille de focalisation; EOM : Modulateur électro-optique; FC : Coupleur de fibre; OI : isolateur optique; QWP : lame quart d'onde; PBS : cube polariseur; FP : cavité Fabry-Perot; FPD : photodiode rapide; PD : photodiode.

Il existe d'autres types de stabilisation de cavité OPO, notamment à l'aide de cavités externes comme des cavités Fabry-Perot [138, 139]. Un fonctionnement sans sauts de modes peut alors être obtenu. Les dérives en fréquence à long termes observées sont causées par des défauts de thermalisation de la cavité de référence.

Ce type de stabilisation présente l'avantage de ne pas avoir recours à un modulateur électro-optique influant sur la pompe et semble ainsi plus adéquat pour la combinaison cohérente par la suite.

5.5.4 Éléments intra-cavité pour stabiliser la longueur d'onde

Il est aussi courant pour stabiliser en longueur d'onde un OPO d'utiliser un étalon Fabry-Perot au sein de la cavité, ce qui était souvent le cas dans les exemples mentionnés précédemment. Ce dernier a alors pour but de filtrer les modes résonnants de la cavité afin d'assurer une meilleure stabilité fréquentielle pour l'onde complémentaire générée. Ce choix avait été mis de côté pour notre étude car la présence de cet étalon induit nécessairement des pertes à la longueur d'onde de résonance, et nous souhaitons les limiter au maximum. En considérant de nouvelles optiques comme suggéré précédemment, il est alors possible d'utiliser un étalon intracavité pour garantir une meilleure stabilité fréquentielle.

Dans la publication démontrant la faisabilité théorique de la combinaison cohérente d'OPO [107], la longueur de cavité était elle aussi asservie, mais à l'aide de l'onde résonnante. Les auteurs suggéraient aussi d'injecter la longueur d'onde signal afin d'imposer

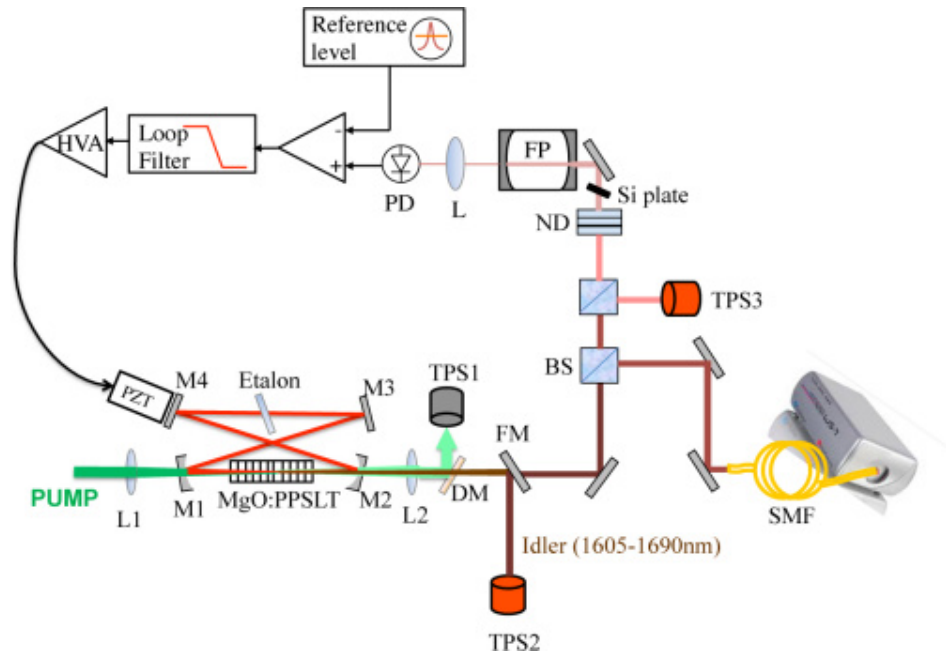


FIGURE 5.25 – Montage expérimental d’une cavité OPO utilisant une cavité Fabry-Perot pour asservir la longueur de cavité [138]. PD : Photodiode; L : lentille de focalisation; FP : cavité Fabry-Pérot; DM : miroir dichroïque; BS : cube séparateur; ND : densité neutre; TPS : capteur thermique; FM : miroir amovible; SMF : fibre mono-mode; MgO : PPSLT : cristal de tantalate de lithium stœchiométrique polarisé périodiquement dopé MgO.

la longueur d’onde complémentaire et ainsi s’assurer une stabilité fréquentielle au cours du temps. Le procédé est en réalité proche de celui employé pour la génération de différence de fréquences, où l’onde signal est injectée par une puissance de plusieurs watts ce qui, en plus d’avoir un rôle pour créer la longueur d’onde complémentaire, est aussi utilisée pour imposer sa longueur d’onde.

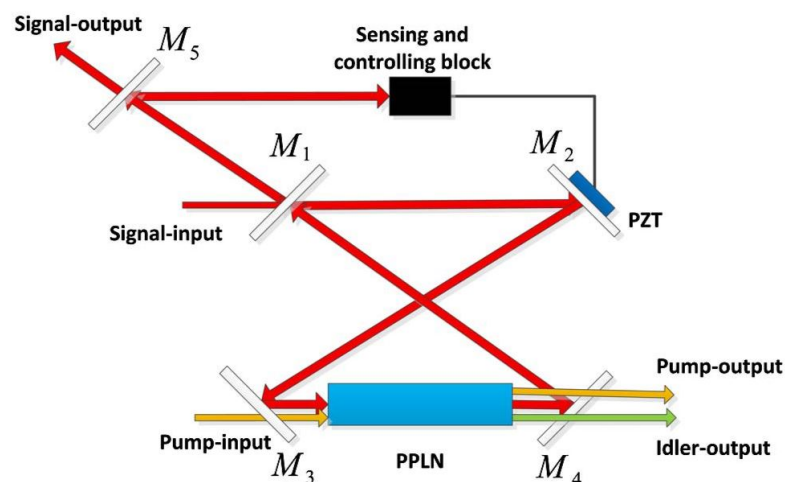


FIGURE 5.26 – Schéma d’une cavité OPO et de son asservissement pour stabiliser en phase et en fréquence la longueur d’onde complémentaire [107]. M_i : miroir; PZT : transducteur piézoélectrique.

5.5.5 Pistes pour la combinaison cohérente d'OPO impulsions

Nous avons jusqu'à présent considéré le domaine continu pour réaliser la combinaison cohérente d'OPO, avec l'intuition que réaliser leur mise en phase était une première étape, plus simple à réaliser, avant de pouvoir considérer l'aspect impulsif. Cette hypothèse était motivée par nos précédents travaux sur la combinaison cohérente de générateurs de seconde harmonique et puis, comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, par celle de génération de différence de fréquences. La combinaison cohérente de lasers à fibres impulsifs est aujourd'hui maîtrisée au laboratoire, certaines techniques exposées dans le chapitre relatif à l'état de l'art ont été appliquées aux régimes temporels nanoseconde et femtoseconde [140, 141]. Cependant la question du contrôle de la phase en régime impulsif pour un OPO semble plus complexe.

Ainsi la stabilisation en longueur d'onde peut être effectuée en utilisant une diode laser continue émettant la longueur d'onde signal fine spectralement dans le cas d'un OPO nanoseconde. Il est alors nécessaire d'asservir la longueur de cavité grâce à la longueur d'onde signal à l'aide de méthodes hétérodynes pour s'assurer que la fréquence correspond à l'accord de phase du cristal [142]. Cette méthode peut aussi être déclinée en utilisant la longueur d'onde complémentaire à l'aide de laser à cascade quantique par exemple. Cependant l'accordabilité de l'OPO, qui est un de ses atouts majeurs, est alors dépendant de l'accordabilité de la source d'injection.

De plus, le contrôle de la phase pendant des impulsions courtes n'est généralement pas possible compte tenu du fait que les boucles d'asservissement de la phase ne peuvent être assez rapides. Mais dans de nombreux cas, les variations de phase pendant les impulsions sont identiques dans des amplificateurs laser conçus sur un même schéma et fonctionnant au même niveau de puissance. Il suffit alors de s'assurer que les phases des amplificateurs laser combinés sont maintenues égales en tout début de chaque impulsion. Afin de contrôler la phase des ondes complémentaires en amont de l'impulsion, une solution envisageable, comme pour les lasers impulsifs, est de générer une "fuite" de signal continu de ces ondes complémentaires entre les impulsions. Il serait alors possible d'asservir et de mettre en phase les ondes avant l'impulsion ce qui amènerait alors probablement dans la plupart des cas à une mise en phase des impulsions. Ce genre de solution nécessite cependant un fonctionnement de l'OPO en régime continu et impulsif, alors qu'un OPO est communément réalisé pour ne fonctionner que dans un seul de ces régimes.

Des travaux récents montrent qu'il est possible de réaliser un tel type d'OPO, capable de fonctionner en régime continu et impulsif, dont le descriptif de la cavité est donné en figure 5.27 [143].

Un cas particulier concerne les OPO fonctionnant dans le régime impulsif concerne les OPO picosecondes et femtosecondes. Ces derniers utilisent un pompage synchrone afin d'amplifier l'impulsion signal circulant dans la cavité à chaque passage pour entretenir l'oscillation. Cela nécessite un asservissement constant de la taille de la cavité qui assure alors, si le laser de pompe est commun à deux cavités, d'avoir des dimensions identiques pour les deux OPO que l'on souhaite combiner ce qui devrait permettre de rendre plus simple la mise en phase de ce type d'OPO à impulsions ultra-courtes.

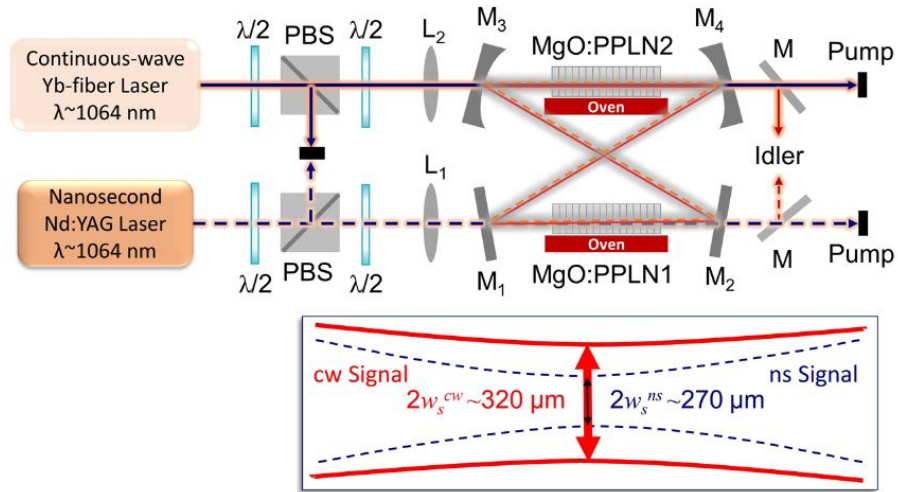


FIGURE 5.27 – Schéma d'un OPO fonctionnant en régime continu et nanoseconde. PBS : cube polarisant, M : miroirs, L : lentille.

5.6 Conclusion

Nous avons pu voir au cours de ce chapitre le développement des deux cavités OPO que nous souhaitons utiliser pour la combinaison cohérente de ces dernières. Nous avons pu mettre en lumière l'impact de l'environnement de travail ainsi que des composants que nous avons utilisés, notamment au travers de la présence de cavités Fabry-Perot parasites. Ce phénomène a pour conséquence de moduler la puissance de pompe transmise et ainsi faire varier les modes d'oscillation privilégiés de la cavité, compromettant la stabilité fréquentielle de l'onde complémentaire. Un phénomène de modulation de puissance de pompe disponible est aussi présent sur le bras A mais en amont même de la cavité lié à une fluctuation de la polarisation de la lumière en entrée d'isolateur de Faraday.

Compte tenu de ces instabilités fréquentielles et des sauts de modes très fréquents qu'elles engendrent, nous ne sommes pas parvenu à réaliser la combinaison cohérente des deux cavités, mais nous avons pu identifier certaines pistes d'améliorations pouvant amener à une meilleure stabilité en fréquence des ondes complémentaire qui pourraient permettre d'y parvenir à l'avenir.

Conclusion générale

Les travaux qui ont été conduits au cours de cette thèse se sont articulés autour de la combinaison cohérente et de deux processus de conversion de fréquences, la génération de différence de fréquences et les oscillateurs paramétriques optiques. Le principal objectif était d'utiliser la relation de phase intrinsèque aux processus non linéaires afin de réaliser la combinaison cohérente de différence de fréquences puis des oscillateurs paramétriques optiques.

Pour ce faire nous avons dans un premier temps dressé un état de l'art relatif aux sources laser capables de générer un rayonnement moyen infrarouge. Ce rayonnement est vecteur de propriétés qui sont utilisables pour réaliser différents outils de diagnostic, de surveillance et de contre-mesure optronique notamment. Il existe différents moyens d'obtenir une lumière cohérente dans la deuxième fenêtre du moyen infrarouge, entre 2 et 5 μm , dont on a présenté les principaux. À la suite de cela nous nous sommes intéressés aux moyens d'augmenter la puissance disponible de ces sources, notamment celles utilisant un principe de conversion de fréquence à l'aide d'un processus d'optique non linéaire. Nous en avons déduit que la combinaison cohérente était un moyen viable d'augmenter cette puissance tout en conservant les propriétés spectrales de ces sources. Le choix du type de méthode à employer pour réaliser cette combinaison cohérente s'est porté sur le marquage en fréquence, qui présente des avantages de vitesse d'exécution ainsi qu'une expertise au sein du laboratoire.

Afin de pouvoir réaliser la combinaison cohérente d'oscillateurs paramétriques optiques, sources de moyen infrarouge qui présentent une très bonne efficacité de conversion, il était nécessaire dans un premier temps de vérifier la faisabilité de la combinaison cohérente de différence de fréquences. En effet le mécanisme est sensiblement identique dans les deux cas et la différence de fréquences est exempt de cavité ce qui facilite la démonstration. Il a été dans un premier temps nécessaire de vérifier expérimentalement la relation de phase qui relie les différentes ondes en présence pour s'assurer qu'un contrôle de la phase d'une des ondes de pompe était suffisant pour assurer la mise en phase des ondes complémentaires. Grâce à cette vérification, nous avons pu mettre en place une boucle d'asservissement afin d'obtenir un signal d'erreur à corriger grâce à un modulateur électro-optique placé sur une des voies de pompe. En boucle fermée il a ainsi été possible de réaliser la combinaison cohérente de deux générateurs de différence de fréquences avec une qualité de mise en phase de $\lambda/28,5$ avec un contrôle indirect des phases complémentaires. Cette réalisation avait été faite lors de la thèse d'Alice Odier dont les travaux ont été complétés. Cette démonstration nous a alors montré que la combinaison cohérente d'oscillateurs paramétriques optiques était envisageable et souhaitable compte tenu des très faibles rendements du processus de différence de fréquences.

Pour préparer cette démonstration, une étape d'amélioration du banc expérimental a été menée afin de corriger les asymétries présentes entre les bras de combinaison lors de l'expérience de différence de fréquences et d'améliorer la fiabilité des sources laser fibrées de pompe pour les OPO. Cette mise à niveau a eu aussi pour but de sécuriser plus efficacement le montage expérimental afin de protéger le matériel utilisé. Par la suite nous avons mené une étude théorique afin de concevoir deux cavités OPO semblables avec les optiques que nous avons à disposition. Cette étape s'est orchestrée autour du dimensionnement de cavités et de la caractérisation des optiques afin d'obtenir un seuil d'oscillation en adéquation avec la puissance de pompe dont nous disposons. Nous avons pu ainsi définir et dimensionner une cavité que nous pouvions dupliquer afin de toujours limiter les asymétries entre les deux bras de combinaison.

La mise en place expérimentale de ces deux cavités a ensuite été menée. Certaines optiques et traitements de surface ont amené à des phénomènes parasites comme des cavités Fabry-Perot qui ont dégradé les performances des OPO, entraînant notamment des instabilités en fréquence et des sauts de modes incompatibles avec la mise en phase des ondes complémentaires. Pour finir nous nous sommes intéressés aux moyens qu'il était envisageable de déployer pour améliorer ces performances et ainsi pouvoir réaliser la combinaison cohérente d'oscillateurs paramétriques optiques. Cela passe par des optiques qui présentent des réflectivités optimisées pour notre cas d'étude (meilleure transmission à la longueur d'onde de pompe et meilleure réflectivité à la longueur d'onde signal), un meilleur contrôle de la température du cristal et plus généralement de la cavité. Des asservissements en longueur de cavité sont aussi à considérer pour obtenir une fréquence la plus stable et identique possible entre les deux OPO.

L'application de la combinaison cohérente au cas des OPO impulsionsnels a aussi été envisagée et apparaît aujourd'hui plus simple à réaliser qu'on ne le pensait et plus simple aussi que la combinaison d'OPO continus, en la couplant potentiellement avec un pompage continu pour obtenir une fuite de l'onde complémentaire pour préparer la mise en phase avant les impulsions.

Bibliographie

- [1] T. H. MAIMAN. « Stimulated Optical Radiation in Ruby ». In : *Nature* 187.4736 (août 1960), p. 493-494. ISSN : 1476-4687. DOI : [10.1038/187493a0](https://doi.org/10.1038/187493a0). URL : <https://doi.org/10.1038/187493a0>.
- [2] Jony J. LIU, Barry L. STANN, Karl K. KLETT, Pak S. CHO et Paul M. PELLEGRINO. « Mid and long-wave infrared free-space optical communication ». In : *Laser Communication and Propagation through the Atmosphere and Oceans VIII*. Sous la dir. de Jeremy P. BOS, Alexander M. J. van EIJK et Stephen HAMMEL. T. 11133. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 2019, p. 1-18. DOI : [10.1117/12.2530969](https://doi.org/10.1117/12.2530969). URL : <https://doi.org/10.1117/12.2530969>.
- [3] A. SOIBEL, M. WRIGHT, W. FARR, S. KEO, C. HILL, R. Q. YANG et H. C. LIU. « Free space optical communication utilizing mid-infrared interband cascade laser ». In : *Free-Space Laser Communication Technologies XXII*. Sous la dir. d'Hamid HEMMATI. T. 7587. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 2010, p. 241-250. URL : <https://doi.org/10.1117/12.845788>.
- [4] Michele BRUNETTI et F. PRODI. « The climate system ». In : *EPJ Web of Conferences* 98 (jan. 2015), p. 02001. DOI : [10.1051/epjconf/20159802001](https://doi.org/10.1051/epjconf/20159802001).
- [5] Robert L. BYER et Max GARBUNY. « Pollutant Detection by Absorption Using Mie Scattering and Topographic Targets as Retroreflectors ». In : *Appl. Opt.* 12.7 (juill. 1973), p. 1496-1505. DOI : [10.1364/AO.12.001496](https://doi.org/10.1364/AO.12.001496). URL : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-12-7-1496>.
- [6] Yasukuni SHIBATA, Chikao NAGASAWA, Makoto ABO, Makoto INOUE, Isamu MORINO et Osamu UCHINO. « Comparison of CO₂ Vertical Profiles in the Lower Troposphere between 1.6 μ m Differential Absorption Lidar and Aircraft Measurements Over Tsukuba ». In : *Sensors* 18.11 (2018). ISSN : 1424-8220. DOI : [10.3390/s18114064](https://doi.org/10.3390/s18114064). URL : <https://www.mdpi.com/1424-8220/18/11/4064>.
- [7] Simon Le MÉHAUTÉ, Philippe BENOIT, Nicolas CÉZARD, Didier GOULAR, Christophe PLANCHAT, Matthieu VALLA, Agnès DOLFI-BOUTEYRE, Xavier WATREMEZ et Hervé DELBARRE. « All-fibered coherent-differential absorption lidar at 1.645 μ m for simultaneous methane and wind speed measurements ». In : *Lidar Technologies, Techniques, and Measurements for Atmospheric Remote Sensing XIV*. Sous la dir. d'Upendra N. SINGH et Georgios D. TZEREMES. T. 10791. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 2018, p. 1-9. DOI : [10.1117/12.2325554](https://doi.org/10.1117/12.2325554). URL : <https://doi.org/10.1117/12.2325554>.

- [8] Tom GARDINER, Jon HELMORE, Fabrizio INNOCENTI et Rod ROBINSON. « Field Validation of Remote Sensing Methane Emission Measurements ». In : *Remote Sensing* 9.9 (sept. 2017), p. 956. ISSN : 2072-4292. DOI : [10.3390/rs9090956](https://doi.org/10.3390/rs9090956). URL : <http://dx.doi.org/10.3390/rs9090956>.
- [9] Grady J. KOCH, Bruce W. BARNES, Mulugeta PETROS, Jeffrey Y. BEYON, Farzin AMZAJERDIAN, Jirong YU, Richard E. DAVIS, Syed ISMAIL, Stephanie VAY, Michael J. KAVAYA et Upendra N. SINGH. « Coherent differential absorption lidar measurements of CO₂ ». In : *Appl. Opt.* 43.26 (sept. 2004), p. 5092-5099. DOI : [10.1364/AO.43.005092](https://doi.org/10.1364/AO.43.005092). URL : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-43-26-5092>.
- [10] G. Aoust, J. Barrientos BARRIA, H. COUDERT-ALTEIRAC, Q. CLEMENT, D. MAMMEZ, M. RAYBAUT, J.-B. DHERBECOURT, J.-M. MELKONIAN, A. GODARD et M. LEFEBVRE. « Nested Cavity Optical Parametric Oscillator (NesCOPO) A unique approach for gas sensing ». In : *Imaging and Applied Optics 2014*. Optical Society of America, 2014, LW4D.5. DOI : [10.1364/LACSEA.2014.LW4D.5](https://doi.org/10.1364/LACSEA.2014.LW4D.5). URL : <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=LACSEA-2014-LW4D.5>.
- [11] Erwan CADIOU, Dominique MAMMEZ, Jean-Baptiste DHERBECOURT, Guillaume GORJU, Jacques PELON, Jean-Michel MELKONIAN, Antoine GODARD et Myriam RAYBAUT. « Atmospheric boundary layer CO₂ remote sensing with a direct detection LIDAR instrument based on a widely tunable optical parametric source ». In : *Opt. Lett.* 42.20 (oct. 2017), p. 4044-4047. DOI : [10.1364/OL.42.004044](https://doi.org/10.1364/OL.42.004044). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-42-20-4044>.
- [12] Henry BRUHNS, Yannick SAALBERG et Marcus WOLFF. « Photoacoustic Hydrocarbon Spectroscopy Using a Mach-Zehnder Modulated cw OPO ». In : *Sensors and Transducers* 188 (mai 2015), p. 40-47.
- [13] Maxime DUQUESNOY, Guillaume Aoust, Jean-Michel MELKONIAN, Raphaël LÉVY, Myriam RAYBAUT et Antoine GODARD. « Quartz Enhanced Photoacoustic Spectroscopy Based on a Custom Quartz Tuning Fork ». In : *Sensors* 19.6 (2019). ISSN : 1424-8220. DOI : [10.3390/s19061362](https://doi.org/10.3390/s19061362). URL : <https://www.mdpi.com/1424-8220/19/6/1362>.
- [14] Maxime DUQUESNOY. « Tuning forks in photoacoustic spectroscopy : Comparative study and new developments ». Theses. Université Paris-Saclay, mars 2021. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03198755>.
- [15] Kurt J. LINDEN, Christian P. PFEFFER, John Gary SOUSA, Nicholas D'ALLEVA, Arash ASLANI, Grzegorz GORSKI, Margaret KENNA et Dennis S. POE. « 3-um CW lasers for myringotomy and microsurgery ». In : *Photonic Therapeutics and Diagnostics IX*. Sous la dir. d'Andreas MANDELIS, Brian Jet-Fei WONG, Justus F. Ilgner M.D., Anita MAHADEVAN-JANSEN, E. Duco JANSEN, Henry Hirschberg M.D., Steen J. MADSEN, Hyun Wook KANG, Bodo E. Knudsen M.D., Nikiforos KOLLIAS, Bernard CHOI, Haishan ZENG, Melissa J. SUTER, Stephen LAM, Matthew BRENNER, Kenton W. Gregory M.D., Guillermo J. Tearney M.D. et Laura MARCU. T. 8565. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 2013, p. 347-358. URL : <https://doi.org/10.1117/12.980912>.

- [16] William A. FRIED, Kenneth H. CHAN, Cynthia L. DARLING et Daniel FRIED. « Use of a DPSS Er :YAG laser for the selective removal of composite from tooth surfaces ». In : *Biomed. Opt. Express* 9.10 (oct. 2018), p. 5026-5036. DOI : [10.1364/BOE.9.005026](https://doi.org/10.1364/BOE.9.005026). URL : <http://www.osapublishing.org/boe/abstract.cfm?URI=boe-9-10-5026>.
- [17] Masaki YUMOTO, Norihito SAITO, Taichen LIN, Rie KAWAMURA, Akira AOKI, Yuichi IZUMI et Satoshi WADA. « High-energy, nanosecond pulsed Cr :CdSe laser with a 2.25-3.08 μm tuning range for laser biomaterial processing ». In : *Biomed. Opt. Express* 9.11 (nov. 2018), p. 5645-5653. DOI : [10.1364/BOE.9.005645](https://doi.org/10.1364/BOE.9.005645). URL : <http://www.osapublishing.org/boe/abstract.cfm?URI=boe-9-11-5645>.
- [18] Yu-Pei TSENG, Pascaline BOUZY, Christian PEDERSEN, Nick STONE et Peter TIDEMAND-LICHTENBERG. « Upconversion raster scanning microscope for long-wavelength infrared imaging of breast cancer microcalcifications ». In : *Biomed. Opt. Express* 9.10 (oct. 2018), p. 4979-4987. DOI : [10.1364/BOE.9.004979](https://doi.org/10.1364/BOE.9.004979). URL : <http://www.osapublishing.org/boe/abstract.cfm?URI=boe-9-10-4979>.
- [19] Varun RAGHUNATHAN, Yang HAN, Olaf KORTH, Nien-Hui GE et Eric Olaf POTMA. « Rapid vibrational imaging with sum frequency generation microscopy ». In : *Opt. Lett.* 36.19 (oct. 2011), p. 3891-3893. DOI : [10.1364/OL.36.003891](https://doi.org/10.1364/OL.36.003891). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-36-19-3891>.
- [20] Adam M. HANNINEN, Richard C. PRINCE, Raul RAMOS, Maksim V. PLIKUS et Eric O. POTMA. « High-resolution infrared imaging of biological samples with third-order sum-frequency generation microscopy ». In : *Biomed. Opt. Express* 9.10 (oct. 2018), p. 4807-4817. DOI : [10.1364/BOE.9.004807](https://doi.org/10.1364/BOE.9.004807). URL : <http://www.osapublishing.org/boe/abstract.cfm?URI=boe-9-10-4807>.
- [21] A. JAVAN, W. R. BENNETT et D. R. HERRIOTT. « Population Inversion and Continuous Optical Maser Oscillation in a Gas Discharge Containing a He-Ne Mixture ». In : *Phys. Rev. Lett.* 6 (3 fév. 1961), p. 106-110. DOI : [10.1103/PhysRevLett.6.106](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.6.106). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.6.106>.
- [22] C. K. N. PATEL. « Continuous-Wave Laser Action on Vibrational-Rotational Transitions of CO₂ ». In : *Phys. Rev.* 136 (5A nov. 1964), A1187-A1193. DOI : [10.1103/PhysRev.136.A1187](https://doi.org/10.1103/PhysRev.136.A1187). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.136.A1187>.
- [23] C. KOPP. « High energy laser directed energy weapons ». In : *Technical Report APA-TR-2008-0501* (2008). URL : <http://www.ausairpower.net/APA-DEW-HEL-Analysis.html>.
- [24] Gerald WILSON, Bruce R. GRAVES, Stanley P. PATTERSON et Robert H. WANK. « Deuterium fluoride laser technology and demonstrators ». In : *Laser Technologies for Defense and Security*. Sous la dir. de Gary L. WOOD et John M. PELLEGRINO. T. 5414. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 2004, p. 41-51. DOI : [10.1117/12.554470](https://doi.org/10.1117/12.554470). URL : <https://doi.org/10.1117/12.554470>.

- [25] Joung R. COOK et John R. ALBERTINE. « The Navy's high-energy laser weapon system ». In : *Free-Electron Laser Challenges*. Sous la dir. de Patrick G. O'SHEA et Harold E. BENNETT. T. 2988. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 1997, p. 264-271. DOI : [10.1117/12.274390](https://doi.org/10.1117/12.274390). URL : <https://doi.org/10.1117/12.274390>.
- [26] Robert ACEBAL. « Hydrogen Fluoride vs Deuterium Fluoride Space-Based Laser Performance Comparison ». In : *AIAA Journal* 36.3 (1998), p. 416-419. DOI : [10.2514/2.379](https://doi.org/10.2514/2.379). eprint : <https://doi.org/10.2514/2.379>. URL : <https://doi.org/10.2514/2.379>.
- [27] John R. ALBERTINE. « Recent high-energy laser system tests using the MIRACL/SLBD ». In : *Intense Laser Beams and Applications*. Sous la dir. de William E. MCDERMOTT. T. 1871. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 1993, p. 229-239. DOI : [10.1117/12.145217](https://doi.org/10.1117/12.145217). URL : <https://doi.org/10.1117/12.145217>.
- [28] Josef SHWARTZ, Gerald T. WILSON et Joel M. AVIDOR. « Tactical high-energy laser ». In : *Laser and Beam Control Technologies*. Sous la dir. de Santanu BASU et James F. RIKER. T. 4632. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 2002, p. 10-20. DOI : [10.1117/12.469758](https://doi.org/10.1117/12.469758). URL : <https://doi.org/10.1117/12.469758>.
- [29] Evgeny V ZHARIKOV, V I ZHEKOV, L A KULEVSKII, T M MURINA, Vyacheslav V OSIKO, A M PROKHOROV, A D SAVEL'EV, Valery V SMIRNOV, B P STARIKOV et M I TIMOSHECHKIN. « Stimulated emission from Er^{3+} ions in yttrium aluminum garnet crystals at $\lambda = 2.94 \mu m$ ». In : *Soviet Journal of Quantum Electronics* 4.8 (août 1975), p. 1039-1040. DOI : [10.1070/qe1975v004n08abeh011147](https://doi.org/10.1070/qe1975v004n08abeh011147). URL : <https://doi.org/10.1070/qe1975v004n08abeh011147>.
- [30] Da-Wun CHEN, Curt L. FINCHER, Todd S. ROSE, Frank L. VERNON et Renny A. FIELDS. « Diode-pumped 1-W continuous-wave Er :YAG 3- μm laser ». In : *Advanced Solid State Lasers*. Optical Society of America, 1999, TuB9. DOI : [10.1364/ASSL.1999.TuB9](http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ASSL-1999-TuB9). URL : <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ASSL-1999-TuB9>.
- [31] Xiushan ZHU et N. PEYGHAMBARIAN. « High-Power ZBLAN Glass Fiber Lasers : Review and Prospect ». In : *Advances in OptoElectronics* 2010 (mars 2010), p. 501956. ISSN : 1687-563X. DOI : [10.1155/2010/501956](https://doi.org/10.1155/2010/501956). URL : <https://doi.org/10.1155/2010/501956>.
- [32] S. So, J. I. MACKENZIE, D. P. SHEPHERD, W. A. CLARKSON, J. G. BETTERTON, E. K. GORTON et J. A. C. TERRY. « Intra-cavity side-pumped Ho :YAG laser ». In : *Opt. Express* 14.22 (oct. 2006), p. 10481-10487. DOI : [10.1364/OE.14.010481](http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-14-22-10481). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-14-22-10481>.
- [33] Yongguang ZHAO, Li WANG, Weidong CHEN, Jianlei WANG, Qingsong SONG, Xiaodong XU, Ying LIU, Deyuan SHEN, Jun XU, Xavier MATEOS et et AL. « 35 W continuous-wave Ho :YAG single-crystal fiber laser ». In : *High Power Laser Science and Engineering* 8 (2020), e25. DOI : [10.1017/hpl.2020.25](https://doi.org/10.1017/hpl.2020.25).
- [34] Sergei TOMILOV, Tim VOGEL, Martin HOFFMANN, Yicheng WANG et Clara SARACENO. « 100 W-class 2 μm Ho :YAG Thin-Disk Laser ». In : août 2020. DOI : [10.1364/CLEO_SI.2020.SM3E.1](https://doi.org/10.1364/CLEO_SI.2020.SM3E.1).

- [35] Wayne KOEN. « 60W Ho :YLF oscillator-amplifier system ». In : fév. 2015. DOI : [10.1117/12.2078786](https://doi.org/10.1117/12.2078786).
- [36] Richard ŠVEJKAR, Jan ŠULC, Michal NĚMEC et Helena JELÍNKOVÁ. « Compact diode-pumped CW and Q-switched 2.8 μm Er :YLF laser ». In : *J. Opt. Soc. Am. B* 38.8 (août 2021), B26-B29. DOI : [10.1364/JOSAB.424965](https://doi.org/10.1364/JOSAB.424965). URL : <http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-38-8-B26>.
- [37] Sergey B. MIROV, Vladimir V. FEDOROV, Dmitry MARTYSHKIN, Igor S. MOSKALEV, Mike MIROV et Sergey VASILYEV. « Progress in Mid-IR Lasers Based on Cr and Fe-Doped II–VI Chalcogenides ». In : *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 21.1 (2015), p. 292-310. DOI : [10.1109/JSTQE.2014.2346512](https://doi.org/10.1109/JSTQE.2014.2346512).
- [38] I. S. MOSKALEV, V. V. FEDOROV, S. B. MIROV, P. A. BERRY et K. L. SCHEPLER. « 12-Watt CW Polycrystalline Cr²⁺ :ZnSe Laser Pumped by Tm-fiber Laser ». In : *Advanced Solid-State Photonics*. Optical Society of America, 2009, WB30. DOI : [10.1364/ASSP.2009.WB30](https://doi.org/10.1364/ASSP.2009.WB30). URL : <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ASSP-2009-WB30>.
- [39] P. A. BERRY et K. L. SCHEPLER. « High-power, widely-tunable Cr²⁺ :ZnSe master oscillator power amplifier systems ». In : *Opt. Express* 18.14 (juill. 2010), p. 15062-15072. DOI : [10.1364/OE.18.015062](https://doi.org/10.1364/OE.18.015062). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-18-14-15062>.
- [40] Igor MOSKALEV, Sergey MIROV, Mike MIROV, Sergey VASILYEV, Viktor SMOLSKI, Andrey ZAKREVSKIY et Valentin GAPONTSEV. « 140 W Cr :ZnSe laser system ». In : *Opt. Express* 24.18 (sept. 2016), p. 21090-21104. DOI : [10.1364/OE.24.021090](https://doi.org/10.1364/OE.24.021090). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-24-18-21090>.
- [41] A VORONOV, Vladimir KOZLOVSKY, Yurii KOROSTELIN, A.I. LANDMAN, Yu PODMAR'KOV, Ya SKASYRSKII et Mikhail FROLOV. « A continuous-wave Fe²⁺ :ZnSe laser ». In : *Quantum Electronics* 38 (mars 2009), p. 1113. DOI : [10.1070/QE2008v038n12ABEH013837](https://doi.org/10.1070/QE2008v038n12ABEH013837).
- [42] S. B. MIROV, V. V. FEDOROV, D. V. MARTYSHKIN, I. S. MOSKALEV, M. S. MIROV et V. P. GAPONTSEV. « Progress in Cr and Fe Doped ZnSe and ZnS Polycrystalline Materials and Lasers ». In : *Advanced Solid State Lasers*. Optical Society of America, 2014, AM4A.6. DOI : [10.1364/ASSL.2014.AM4A.6](https://doi.org/10.1364/ASSL.2014.AM4A.6). URL : <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ASSL-2014-AM4A.6>.
- [43] Dominic FAUCHER, Martin BERNIER, Guillaume ANDROZ, Nicolas CARON et Réal VALLÉE. « 20 W passively cooled single-mode all-fiber laser at 2.8 μm ». In : *Opt. Lett.* 36.7 (avr. 2011), p. 1104-1106. DOI : [10.1364/OL.36.001104](https://doi.org/10.1364/OL.36.001104). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-36-7-1104>.
- [44] Vincent FORTIN, Martin BERNIER, Souleymane T. BAH et Réal VALLÉE. « 30 W fluoride glass all-fiber laser at 2.94 μm ». In : *Opt. Lett.* 40.12 (juin 2015), p. 2882-2885. DOI : [10.1364/OL.40.002882](https://doi.org/10.1364/OL.40.002882). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-40-12-2882>.
- [45] Yigit Ozan AYDIN, Vincent FORTIN, Réal VALLÉE et Martin BERNIER. « Towards power scaling of 2.8 μm fiber lasers ». In : *Opt. Lett.* 43.18 (sept. 2018), p. 4542-4545. DOI : [10.1364/OL.43.004542](https://doi.org/10.1364/OL.43.004542). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-43-18-4542>.

- [46] Zhipeng QIN, Guoqiang XIE, Jingui MA, Peng YUAN et Liejia QIAN. « Mid-infrared Er :ZBLAN fiber laser reaching 3.68 μm wavelength ». In : *Chinese Optics Letters* 15 (nov. 2017), p. 111402. DOI : [10.3788/COL201715.111402](https://doi.org/10.3788/COL201715.111402).
- [47] Frédéric MAES, Vincent FORTIN, Martin BERNIER et Réal VALLÉE. « 5.6 W monolithic fiber laser at 3.55 μm ». In : *Opt. Lett.* 42.11 (juin 2017), p. 2054-2057. DOI : [10.1364/OL.42.002054](https://doi.org/10.1364/OL.42.002054). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-42-11-2054>.
- [48] Alexander HEMMING, Shayne BENNETTS, Nikita SIMAKOV, Alan DAVIDSON, John HAUB et Adrian CARTER. « High power operation of cladding pumped holmium-doped silica fibre lasers ». In : *Opt. Express* 21.4 (fév. 2013), p. 4560-4566. DOI : [10.1364/OE.21.004560](https://doi.org/10.1364/OE.21.004560). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-21-4-4560>.
- [49] Stephanie CRAWFORD, Darren D. HUDSON et Stuart D. JACKSON. « High-Power Broadly Tunable 3- μm Fiber Laser for the Measurement of Optical Fiber Loss ». In : *IEEE Photonics Journal* 7.3 (2015), p. 1-9. DOI : [10.1109/JPHOT.2015.2430012](https://doi.org/10.1109/JPHOT.2015.2430012).
- [50] R. I. WOODWARD, M. R. MAJEWSKI, G. BHARATHAN, D. D. HUDSON, A. FUERBACH et S. D. JACKSON. « Watt-level dysprosium fiber laser at 3.15 μm with 73% slope efficiency ». In : *Opt. Lett.* 43.7 (avr. 2018), p. 1471-1474. DOI : [10.1364/OL.43.001471](https://doi.org/10.1364/OL.43.001471). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-43-7-1471>.
- [51] Vincent FORTIN, Frédéric JOBIN, Maxence LAROSE, Martin BERNIER et Réal VALLÉE. « 10-W-level monolithic dysprosium-doped fiber laser at 3.24 μm ». In : *Opt. Lett.* 44.3 (fév. 2019), p. 491-494. DOI : [10.1364/OL.44.000491](https://doi.org/10.1364/OL.44.000491). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-44-3-491>.
- [52] R. H. STOLEN, J. P. GORDON, W. J. TOMLINSON et H. A. HAUS. « Raman response function of silica-core fibers ». In : *J. Opt. Soc. Am. B* 6.6 (juin 1989), p. 1159-1166. DOI : [10.1364/JOSAB.6.001159](https://doi.org/10.1364/JOSAB.6.001159). URL : <http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-6-6-1159>.
- [53] Vincent FORTIN, Martin BERNIER, Julien CARRIER et Réal VALLÉE. « Fluoride glass Raman fiber laser at 2185 nm ». In : *Opt. Lett.* 36.21 (nov. 2011), p. 4152-4154. DOI : [10.1364/OL.36.004152](https://doi.org/10.1364/OL.36.004152). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-36-21-4152>.
- [54] M. BERNIER, V. FORTIN, N. CARON, M. EL-AMRAOUI, Y. MESSADDEQ et R. VALLÉE. « Mid-infrared chalcogenide glass Raman fiber laser ». In : *Opt. Lett.* 38.2 (jan. 2013), p. 127-129. DOI : [10.1364/OL.38.000127](https://doi.org/10.1364/OL.38.000127). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-38-2-127>.
- [55] Martin BERNIER, Vincent FORTIN, Mohammed EL-AMRAOUI, Younès MESSADDEQ et Réal VALLÉE. « 3.77 μm fiber laser based on cascaded Raman gain in a chalcogenide glass fiber ». In : *Opt. Lett.* 39.7 (avr. 2014), p. 2052-2055. DOI : [10.1364/OL.39.002052](https://doi.org/10.1364/OL.39.002052). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-39-7-2052>.

- [56] Jerome FAIST, Federico CAPASSO, Deborah L. SIVCO, Carlo SIRTORI, Albert L. HUTCHINSON et Alfred Y. CHO. « Quantum Cascade Laser ». In : *Science* 264.5158 (1994), p. 553-556. ISSN : 0036-8075. DOI : [10.1126/science.264.5158.553](https://doi.org/10.1126/science.264.5158.553). eprint : <https://science.sciencemag.org/content/264/5158/553.full.pdf>. URL : <https://science.sciencemag.org/content/264/5158/553>.
- [57] Arkadiy LYAKH, Richard MAULINI, Alexei TSEKOUN, Rowel GO et C. Kumar N. PATEL. « Tapered 4.7 μm quantum cascade lasers with highly strained active region composition delivering over 4.5 watts of continuous wave optical power ». In : *Opt. Express* 20.4 (fév. 2012), p. 4382-4388. DOI : [10.1364/OE.20.004382](https://doi.org/10.1364/OE.20.004382). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-20-4-4382>.
- [58] Y. BAI, N. BANDYOPADHYAY, S. TSAO, S. SLIVKEN et M. RAZEGHI. « Room temperature quantum cascade lasers with 27% wall plug efficiency ». In : *Applied Physics Letters* 98.18 (2011), p. 181102. DOI : [10.1063/1.3586773](https://doi.org/10.1063/1.3586773). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.3586773>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.3586773>.
- [59] C. Kumar N. PATEL et Arkadiy LYAKH. « High power quantum cascade lasers for infrared countermeasures, targeting and illumination, beacons and standoff detection of explosives and CWAs ». In : *Micro- and Nanotechnology Sensors, Systems, and Applications VII*. Sous la dir. de Thomas GEORGE, Achyut K. DUTTA et M. Saif ISLAM. T. 9467. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 2015, p. 1-11. URL : <https://doi.org/10.1117/12.2178050>.
- [60] P. A. FRANKEN, A. E. HILL, C. W. PETERS et G. WEINREICH. « Generation of Optical Harmonics ». In : *Phys. Rev. Lett.* 7 (4 août 1961), p. 118-119. DOI : [10.1103/PhysRevLett.7.118](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.7.118). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.7.118>.
- [61] J. A. ARMSTRONG, N. BLOEMBERGEN, J. DUCUING et P. S. PERSHAN. « Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric ». In : *Phys. Rev.* 127 (6 sept. 1962), p. 1918-1939. DOI : [10.1103/PhysRev.127.1918](https://doi.org/10.1103/PhysRev.127.1918). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.127.1918>.
- [62] N. BLOEMBERGEN et P. S. PERSHAN. « Light Waves at the Boundary of Nonlinear Media ». In : *Phys. Rev.* 128 (2 oct. 1962), p. 606-622. DOI : [10.1103/PhysRev.128.606](https://doi.org/10.1103/PhysRev.128.606). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.128.606>.
- [63] Jack L. BUFTON, Toshikazu ITABE, L. Larrabee STROW, C. Laurence KORB, Bruce M. GENTRY et Chi Y. WENG. « Frequency-doubled CO₂ lidar measurement and diode laser spectroscopy of atmospheric CO₂ ». In : *Appl. Opt.* 22.17 (sept. 1983), p. 2592-2602. DOI : [10.1364/AO.22.002592](https://doi.org/10.1364/AO.22.002592). URL : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-22-17-2592>.
- [64] S. Ya. TOCHITSKY, V. O. PETUKHOV, V. A. GOROBETS, V. V. CHURAKOV et V. N. JAKIMOVICH. « Efficient continuous-wave frequency doubling of a tunable CO₂ laser in AgGaSe₂ ». In : *Appl. Opt.* 36.9 (mars 1997), p. 1882-1888. DOI : [10.1364/AO.36.001882](https://doi.org/10.1364/AO.36.001882). URL : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-36-9-1882>.

- [65] P.D. MASON, D.J. JACKSON et E.K. GORTON. « CO2 laser frequency doubling in ZnGeP2 ». In : *Optics Communications* 110.1 (1994), p. 163-166. ISSN : 0030-4018. DOI : [https://doi.org/10.1016/0030-4018\(94\)90190-2](https://doi.org/10.1016/0030-4018(94)90190-2). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0030401894901902>.
- [66] Albert ROMANN et Markus W. SIGRIST. « Continuously tunable frequency-doubled CO2-laser-based photoacoustic spectrometer for trace gas detection ». In : *Biomedical Optoacoustics III*. Sous la dir. d'Alexander A. ORAEVSKY. T. 4618. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 2002, p. 121-127. URL : <https://doi.org/10.1117/12.469856>.
- [67] Jean-Jacques ZONDY, Franck BIELSA, Albane DOUILLET, Laurent HILICO, Ouali ACEF, Valentin PETROV, Alexander YELISSEYEV, Ludmila ISAENKO et Pavel KRINIT SIN. « Frequency doubling of CO2 laser radiation at 10.6 μm in the highly nonlinear chalcopyrite LiGaTe2 ». In : *Opt. Lett.* 32.12 (juin 2007), p. 1722-1724. DOI : [10.1364/OL.32.001722](https://doi.org/10.1364/OL.32.001722). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-32-12-1722>.
- [68] Shekhar GUHA, Jacob O. BARNES et Leonel P. GONZALEZ. « Multiwatt-level continuous-wave midwave infrared generation using difference frequency mixing in periodically poled MgO-doped lithium niobate ». In : *Opt. Lett.* 39.17 (sept. 2014), p. 5018-5021. DOI : [10.1364/OL.39.005018](https://doi.org/10.1364/OL.39.005018). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-39-17-5018>.
- [69] Walter R. BOSENBERG, Alexander DROBSHOFF, Jason I. ALEXANDER, Lawrence E. MYERS et Robert L. BYER. « 93% pump depletion, 3.5-W continuous-wave, singly resonant optical parametric oscillator ». In : *Opt. Lett.* 21.17 (sept. 1996), p. 1336-1338. DOI : [10.1364/OL.21.001336](https://doi.org/10.1364/OL.21.001336). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-21-17-1336>.
- [70] Markku VAINIO, Mikael SILTANEN, Jari PELTOLA et Lauri HALONEN. « Grating-cavity continuous-wave optical parametric oscillators for high-resolution mid-infrared spectroscopy ». In : *Appl. Opt.* 50.4 (fév. 2011), A1-A10. DOI : [10.1364/AO.50.0000A1](https://doi.org/10.1364/AO.50.0000A1). URL : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-50-4-A1>.
- [71] Markku VAINIO, Mikael SILTANEN, Tuomas HIETA et Lauri HALONEN. « Continuous-wave optical parametric oscillator based on a Bragg grating ». In : *Opt. Lett.* 35.10 (mai 2010), p. 1527-1529. DOI : [10.1364/OL.35.001527](https://doi.org/10.1364/OL.35.001527). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-35-10-1527>.
- [72] Markku VAINIO, Mikael SILTANEN, Jari PELTOLA et Lauri HALONEN. « Continuous-wave optical parametric oscillator tuned by a diffraction grating ». In : *Opt. Express* 17.9 (avr. 2009), p. 7702-7707. DOI : [10.1364/OE.17.007702](https://doi.org/10.1364/OE.17.007702). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-17-9-7702>.
- [73] Markku VAINIO, Jari PELTOLA, Stefan PERSIJN, Frans J. M. HARREN et Lauri HALONEN. « Singly resonant cw OPO with simple wavelength tuning ». In : *Opt. Express* 16.15 (juill. 2008), p. 11141-11146. DOI : [10.1364/OE.16.011141](https://doi.org/10.1364/OE.16.011141). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-16-15-11141>.
- [74] Suddapalli CHAITANYA KUMAR, Ritwick DAS, Goutam K SAMANTA et Majid EBRAHIM-ZADEH. « Optimally-output-coupled, 17.5 W, fiber-laser-pumped continuous-wave optical parametric oscillator ». In : *APPLIED PHYSICS B-LASERS AND OPTICS* 102 (juin 2011), p. 31-35. DOI : [10.1007/s00340-010-4092-9](https://doi.org/10.1007/s00340-010-4092-9).

- [75] S. GUHA, Fei-Jain WU et J. FALK. « The effects of focusing on parametric oscillation ». In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 18.5 (1982), p. 907-912. DOI : [10.1109/JQE.1982.1071624](https://doi.org/10.1109/JQE.1982.1071624).
- [76] M. VAINIO, J. PELTOLA, S. PERSIJN, F. J. M. HARREN et L. HALONEN. « Thermal effects in singly resonant continuous-wave optical parametric oscillators ». In : *Applied Physics B* 94.3 (nov. 2008), p. 411. ISSN : 1432-0649. DOI : [10.1007/s00340-008-3287-9](https://doi.org/10.1007/s00340-008-3287-9). URL : <https://doi.org/10.1007/s00340-008-3287-9>.
- [77] S. T. LIN, Y. Y. LIN, Y. C. HUANG, A. C. CHIANG et J. T. SHY. « Observation of thermal-induced optical guiding and bistability in a mid-IR continuous-wave, singly resonant optical parametric oscillator ». In : *Opt. Lett.* 33.20 (oct. 2008), p. 2338-2340. DOI : [10.1364/OL.33.002338](https://doi.org/10.1364/OL.33.002338). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-33-20-2338>.
- [78] S. T. LIN, Y. Y. LIN, T. D. WANG et Y. C. HUANG. « Thermal waveguide OPO ». In : *Opt. Express* 18.2 (jan. 2010), p. 1323-1329. DOI : [10.1364/OE.18.001323](https://doi.org/10.1364/OE.18.001323). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-18-2-1323>.
- [79] E. LICHTMAN, R. G. WAARTS et A. A. FRIESEM. « Stimulated Brillouin scattering excited by a modulated pump wave in single-mode fibers ». In : *Journal of Lightwave Technology* 7.1 (1989), p. 171-174. DOI : [10.1109/50.17750](https://doi.org/10.1109/50.17750).
- [80] Siewert ANDREAS. « High Power Industrial Grade Fiber Lasers ». In : *AIME on High Energy Lasers*. DESY, nov. 2014.
- [81] Markus JUNG, T. RIESBECK, J. SCHMITZ, T. BAUMGÄRTEL, K. LUDEWIGT et A. GRAF. « 50 kW Laser Weapon Demonstrator of Rheinmetall Waffe Munition ». In : sept. 2016.
- [82] Robert J PAWLAK. « Recent developments and near term directions for Navy laser weapons system (LaWS) testbed ». In : *High-Power Lasers 2012 : Technology and Systems*. Sous la dir. d'Harro ACKERMANN et Willy L. BOHN. T. 8547. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 2012, p. 11-23. DOI : [10.1117/12.976031](https://doi.org/10.1117/12.976031). URL : <https://doi.org/10.1117/12.976031>.
- [83] P. SPRANGLE, A. TING, J. PENANO, R. FISCHER et B. HAFIZI. « Incoherent Combining and Atmospheric Propagation of High-Power Fiber Lasers for Directed-Energy Applications ». In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 45.2 (2009), p. 138-148.
- [84] Baya BENNAÏ. « Coherent combining of fiber lasers : Study of the influence of atmospheric turbulence and the use of few-mode fibers ». Theses. Télécom ParisTech, jan. 2010. URL : <https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00005847>.
- [85] Eric HONEA, Robert AFZAL, Matthias SAVAGE-LEUCHS, Neil GITKIND, Richard HUMPHREYS, Jason HENRIE, Khush BRAR et Don JANDER. « Spectrally Beam Combined Fiber Lasers for High Power, Efficiency and Brightness ». In : *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering* 8601 (mars 2013), p. 15-. DOI : [10.1117/12.2021808](https://doi.org/10.1117/12.2021808).

- [86] Eric HONEA, Robert S. AFZAL, Matthias SAVAGE-LEUCHS, Jason HENRIE, Khush BRAR, Nathan KURZ, Don JANDER, Neil GITKIND, Dan HU, Craig ROBIN, Andrew M. JONES, Ravi KASINADHUNI et Richard HUMPHREYS. « Advances in fiber laser spectral beam combining for power scaling ». In : *Components and Packaging for Laser Systems II*. Sous la dir. d'Alexei L. GLEBOV et Paul O. LEISHER. T. 9730. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 2016, p. 181-189. URL : <https://doi.org/10.1117/12.2214237>.
- [87] Klaus LUDEWIGT, Andreas LIEM, Uwe STUHR et Markus JUNG. « High-power laser development for laser weapons ». In : oct. 2019, p. 2. DOI : [10.1117/12.2538460](https://doi.org/10.1117/12.2538460).
- [88] Hongbo ZHU, Xingchen LIN, Yawei ZHANG, Jianwei ZHANG, Biao WANG, Jinlong ZHANG, Li QIN, Yongqiang NING et Hao WU. « kW-class fiber-coupled diode laser source based on dense spectral multiplexing of an ultra-narrow channel spacing ». In : *Opt. Express* 26.19 (sept. 2018), p. 24723-24733. DOI : [10.1364/OE.26.024723](https://doi.org/10.1364/OE.26.024723). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-26-19-24723>.
- [89] Arno KLENKE, Sven BREITKOPF, Marco KIENEL, Thomas GOTTSCHALL, Tino EIDAM, Steffen HÄDRICH, Jan ROTHHARDT, Jens LIMPET et Andreas TÜNNERMANN. « 4-channel Coherently Combined femtosecond Fiber CPA system Delivering 1.3 mJ Pulses with 532 W Average Power ». In : mai 2013. ISBN : 978-1-4799-0594-2. DOI : [10.1109/CLEOE-IQEC.2013.6801328](https://doi.org/10.1109/CLEOE-IQEC.2013.6801328).
- [90] Wei-zung CHANG, Tsai-wei WU, Herbert G. WINFUL et Almantas GALVANAUSKAS. « Array size scalability of passively coherently phased fiber laser arrays ». In : *Opt. Express* 18.9 (avr. 2010), p. 9634-9642. DOI : [10.1364/OE.18.009634](https://doi.org/10.1364/OE.18.009634). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-18-9-9634>.
- [91] Hans BRUESSELBACH, Monica MINDEN, J. L. ROGERS, D. C. JONES et M. S. MANGIR. « 200 W Self-Organized Coherent Fiber Arrays ». In : *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science and Photonic Applications Systems Technologies*. Optical Society of America, 2005, p. CMDD4. URL : <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=CLEO-2005-CMDD4>.
- [92] François JEUX, Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT, Vincent KERMÈNE et Alain BARTHELEMY. « Experimental demonstration of passive coherent combining of fiber lasers by phase contrast filtering ». In : *Opt. Express* 20.27 (déc. 2012), p. 28941-28946. DOI : [10.1364/OE.20.028941](https://doi.org/10.1364/OE.20.028941). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-20-27-28941>.
- [93] F. JEUX, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMÈNE et A. BARTHELEMY. « Passive coherent combining of 15 fiber lasers by phase contrast filtering ». In : *2013 Conference on Lasers and Electro-Optics - International Quantum Electronics Conference*. Optical Society of America, 2013, CJ-4-2. URL : http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=CLEO_Europe-2013-CJ_4_2.
- [94] Benjamin DINGEL, Nicholas MADAMOPOULOS et Andru PRESCOD. « Adaptive High Linearity Intensity Modulator for Advanced Microwave Photonic Links ». In : août 2017. ISBN : 978-953-51-3417-6. DOI : [10.5772/intechopen.69262](https://doi.org/10.5772/intechopen.69262).

- [95] Jérôme BOURDERIONNET, Cindy BELLANGER, Jérôme PRIMOT et Arnaud BRIGNON. « Collective coherent phase combining of 64 fibers ». In : *Opt. Express* 19.18 (août 2011), p. 17053-17058. DOI : [10.1364/OE.19.017053](https://doi.org/10.1364/OE.19.017053). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-19-18-17053>.
- [96] Marie ANTIER, Jérôme BOURDERIONNET, Christian LARAT, Eric LALLIER, Eric LENORMAND, Jérôme PRIMOT et Arnaud BRIGNON. « kHz Closed Loop Interferometric Technique for Coherent Fiber Beam Combining ». In : *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 20.5 (2014), p. 182-187. DOI : [10.1109/JSTQE.2014.2302444](https://doi.org/10.1109/JSTQE.2014.2302444).
- [97] Jikun SONG, Yuanyang LI, Dongbo CHE, Jin GUO et Tingfeng WANG. « Coherent beam combining based on the SPGD algorithm with a momentum term ». In : *Optik* 202 (2020), p. 163650. ISSN : 0030-4026. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2019.163650>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030402619315487>.
- [98] Dongbo CHE, Yuanyang LI, Yunhan WU, Jikun SONG et Tingfeng WANG. « Theory of AdmSPGD algorithm in fiber laser coherent synthesis ». In : *Optics Communications* 492 (2021), p. 126953. ISSN : 0030-4018. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2021.126953>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401821002030>.
- [99] Henrik TÜNNERMANN et Akira SHIRAKAWA. « Deep reinforcement learning for coherent beam combining applications ». In : *Opt. Express* 27.17 (août 2019), p. 24223-24230. DOI : [10.1364/OE.27.024223](https://doi.org/10.1364/OE.27.024223). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-27-17-24223>.
- [100] Dan WANG, Qiang DU, Tong ZHOU, Derun LI et Russell WILCOX. « Stabilization of the 81-channel coherent beam combination using machine learning ». In : *Opt. Express* 29.4 (fév. 2021), p. 5694-5709. DOI : [10.1364/OE.414985](https://doi.org/10.1364/OE.414985). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-29-4-5694>.
- [101] Maksym SHPAKOVYCH, Geoffrey MAULION, Vincent KERMENE, Alexandre BOJU, Paul ARMAND, Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT et Alain BARTHÉLEMY. « Experimental phase control of a 100 laser beam array with quasi-reinforcement learning of a neural network in an error reduction loop ». In : *Opt. Express* 29.8 (avr. 2021), p. 12307-12318. DOI : [10.1364/OE.419232](https://doi.org/10.1364/OE.419232). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-29-8-12307>.
- [102] Angel FLORES, Thomas M. SHAY, Chunte A. LU, Craig ROBIN, Benjamin PULFORD, Anthony D. SANCHEZ, Dane W. HULT et Ken B. ROWLAND. « Coherent Beam Combining of Fiber Amplifiers in a kW Regime ». In : *CLEO :2011 - Laser Applications to Photonic Applications*. Optical Society of America, 2011, CFE3. DOI : [10.1364/CLEO_SI.2011.CFE3](https://doi.org/10.1364/CLEO_SI.2011.CFE3). URL : http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=CLEO_SI-2011-CFE3.
- [103] Pierre BOURDON. « Techniques de combinaison de sources laser ». In : *Électronique – Photonique* (oct. 2017), 32 pages. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01721524>.
- [104] Alice ODIER, Anne DURÉCU, Jean-Michel MELKONIAN, Laurent LOMBARD, Michel LEFEBVRE et Pierre BOURDON. « Coherent combining of second-harmonic generators by active phase control of the fundamental waves ». In : *Opt. Lett.* 42.16 (août 2017), p. 3201-3204. DOI : [10.1364/OL.42.003201](https://doi.org/10.1364/OL.42.003201). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-42-16-3201>.

- [105] A. DURÉCU, C. AUBERT, G. CANAT, J. Le GOUËT, L. LOMBARD et P. BOURDON. « Coherent combining of SHG converters through active phase control of the fundamental waves ». In : *Fiber Lasers XI : Technology, Systems, and Applications*. Sous la dir. de Siddharth RAMACHANDRAN. T. 8961. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 2014, p. 376-381. URL : <https://doi.org/10.1117/12.2037733>.
- [106] Alice ODIER, Rodwane CHTOUKI, Pierre BOURDON, Jean-Michel MELKONIAN, Laurent LOMBARD, Michel LEFEBVRE et Anne DURÉCU. « Coherent combining of mid-infrared difference frequency generators ». In : *Opt. Lett.* 44.3 (fév. 2019), p. 566-569. DOI : [10.1364/OL.44.000566](https://doi.org/10.1364/OL.44.000566). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-44-3-566>.
- [107] Liwen FENG, Xiaojun WANG et Weiwei KE. « Coherent beam combining of optical parametric oscillators ». In : *J. Opt. Soc. Am. B* 34.5 (mai 2017), p. 991-997. DOI : [10.1364/JOSAB.34.000991](https://doi.org/10.1364/JOSAB.34.000991). URL : <http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-34-5-991>.
- [108] J. A. ARMSTRONG, N. BLOEMBERGEN, J. DUCUING et P. S. PERSHAN. « Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric ». In : *Phys. Rev.* 127 (6 sept. 1962), p. 1918-1939. DOI : [10.1103/PhysRev.127.1918](https://doi.org/10.1103/PhysRev.127.1918). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.127.1918>.
- [109] R.W. BOYD et D. PRATO. *Nonlinear Optics*. Elsevier Science, 2008. ISBN : 9780080485966. URL : <https://books.google.fr/books?id=uoRUi1Yb7ooC>.
- [110] David S. HUM et Martin M. FEJER. « Quasi-phasematching ». In : *Comptes Rendus Physique* 8.2 (2007). Recent advances in crystal optics, p. 180-198. ISSN : 1631-0705. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.crhy.2006.10.022>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1631070506002349>.
- [111] C. R. PHILLIPS, C. LANGROCK, D. CHANG, Y. W. LIN, L. GALLMANN et M. M. FEJER. « Apodization of chirped quasi-phasematching devices ». In : *J. Opt. Soc. Am. B* 30.6 (juin 2013), p. 1551-1568. DOI : [10.1364/JOSAB.30.001551](https://doi.org/10.1364/JOSAB.30.001551). URL : <http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-30-6-1551>.
- [112] M. M. FEJER, G. A. MAGEL, D. H. JUNDT et R. L. BYER. « Quasi-phase-matched second harmonic generation : tuning and tolerances ». In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 28.11 (1992), p. 2631-2654.
- [113] R.L. SUTHERLAND. *Handbook of Nonlinear Optics*. Optical Science and Engineering. Taylor & Francis, 2003. ISBN : 9780824742430. URL : <https://books.google.fr/books?id=ccXo3WrHp2UC>.
- [114] L. B. KREUZER. « SINGLE MODE OSCILLATION OF A PULSED SINGLY RESONANT OPTICAL PARAMETRIC OSCILLATOR ». In : *Applied Physics Letters* 15.8 (1969), p. 263-265. DOI : [10.1063/1.1652993](https://doi.org/10.1063/1.1652993). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.1652993>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.1652993>.
- [115] David PABŒUF, Oussama MHIBIK, Fabien BRETENAKER et Cyril DRAG. « Optimization of the resonant wave output coupling of a singly resonant optical parametric oscillator using an intracavity plate ». In : *Applied Physics B* 108 (août 2012). DOI : [10.1007/s00340-012-4946-4](https://doi.org/10.1007/s00340-012-4946-4).

- [116] R. SOWADE, Ingo BREUNIG, Jens KIESSLING et Karsten BUSE. « Influence of the pump threshold on the single-frequency output power of singly resonant optical parametric oscillators ». In : *Applied Physics B* 96 (juill. 2009), p. 25-28. DOI : [10.1007/s00340-008-3323-9](https://doi.org/10.1007/s00340-008-3323-9).
- [117] Milton ABRAMOWITZ et Irene A. STEGUN. *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*. ninth Dover printing, tenth GPO printing. New York : Dover, 1964.
- [118] Thomas M. SHAY. « Theory of electronically phased coherent beam combination without a reference beam ». In : *Opt. Express* 14.25 (déc. 2006), p. 12188-12195. DOI : [10.1364/OE.14.012188](https://doi.org/10.1364/OE.14.012188). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-14-25-12188>.
- [119] Alice ODIER. « Combinaison cohérente de convertisseurs de fréquences optiques ». Theses. Université Paris Saclay (COMUE), jan. 2018. URL : <https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-01888994>.
- [120] Jean-Jacques ZONDY. « The effects of focusing in type-I and type-II difference-frequency generations ». In : *Optics Communications* 149.1 (1998), p. 181-206. ISSN : 0030-4018. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0030-4018\(97\)00663-9](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(97)00663-9). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401897006639>.
- [121] Munther GDEISAT et Francis LILLEY. « One-Dimensional Phase Unwrapping Problem ». In : (jan. 2011).
- [122] G. D. BOYD et D. A. KLEINMAN. « Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams ». In : *Journal of Applied Physics* 39.8 (1968), p. 3597-3639. DOI : [10.1063/1.1656831](https://doi.org/10.1063/1.1656831). URL : <https://doi.org/10.1063/1.1656831>.
- [123] S. E. HARRIS. « Tunable optical parametric oscillators ». In : *Proceedings of the IEEE* 57.12 (déc. 1969), p. 2096-2113. ISSN : 0018-9219. DOI : [10.1109/PROC.1969.7495](https://doi.org/10.1109/PROC.1969.7495).
- [124] Dong-Hoon LEE, Seung Kwan KIM, Seung-Nam PARK, Hee Su PARK, Jae Yong LEE et Sang-Kyung CHOI. « Continuous-wave 532 nm pumped MgO :PPLN optical parametric oscillator with external power regulation and spatial mode filtering ». In : *Appl. Opt.* 48.1 (jan. 2009), p. 37-42. DOI : [10.1364/AO.48.000037](https://doi.org/10.1364/AO.48.000037). URL : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-48-1-37>.
- [125] In-Ho BAE, Sun Do LIM, Jae-Keun YOO, Dong-Hoon LEE et Seung Kwan KIM. « Development of a Mid-infrared CW Optical Parametric Oscillator Based on Fan-out Grating MgO :PPLN Pumped at 1064 nm ». In : *Curr. Opt. Photon.* 3.1 (fév. 2019), p. 33-39. URL : <http://www.osapublishing.org/copp/abstract.cfm?URI=copp-3-1-33>.
- [126] Yung-Fu CHEN et Y. CHEN. « Analytical functions for the optimization of second-harmonic generation and parametric generation by focused Gaussian beams ». In : *Applied Physics B-lasers and Optics - APPL PHYS B-LASERS OPT* 76 (juin 2003), p. 645-647. DOI : [10.1007/s00340-003-1190-y](https://doi.org/10.1007/s00340-003-1190-y).
- [127] Dieter H. JUNDT. « Temperature-dependent Sellmeier equation for the index of refraction, n_e , in congruent lithium niobate ». In : *Opt. Lett.* 22.20 (oct. 1997), p. 1553-1555. DOI : [10.1364/OL.22.001553](https://doi.org/10.1364/OL.22.001553). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-22-20-1553>.

- [128] H. KOGELNIK et T. LI. « Laser Beams and Resonators ». In : *Appl. Opt.* 5.10 (oct. 1966), p. 1550-1567. DOI : [10.1364/AO.5.001550](https://doi.org/10.1364/AO.5.001550). URL : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-5-10-1550>.
- [129] A.V. SMITH et S. ARLEE. *Crystal Nonlinear Optics : With SNLO Examples*. AS-Photonics, 2015. ISBN : 9780692400449. URL : <https://books.google.fr/books?id=ewALrgEACAAJ>.
- [130] Haim ABITAN et Torben SKETTRUP. « Laser resonators with several mirrors and lenses with the bow-tie laser resonator with compensation for astigmatism and thermal lens effects as an example ». In : *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* 7.1 (2005), p. 7. URL : <http://stacks.iop.org/1464-4258/7/i=1/a=002>.
- [131] D. T. F. MARPLE. « Refractive Index of ZnSe, ZnTe, and CdTe ». In : *Journal of Applied Physics* 35.3 (1964), p. 539-542. DOI : [10.1063/1.1713411](https://doi.org/10.1063/1.1713411). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.1713411>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.1713411>.
- [132] Pengfei MA, Rumao TAO, Rongtao SU, Xiaolin WANG, Pu ZHOU et Zejin LIU. « 1.89 kW all-fiberized and polarization-maintained amplifiers with narrow linewidth and near-diffraction-limited beam quality ». In : *Opt. Express* 24.4 (fév. 2016), p. 4187-4195. DOI : [10.1364/OE.24.004187](https://doi.org/10.1364/OE.24.004187). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-24-4-4187>.
- [133] Yanshan WANG, Yujun FENG, Yi MA, Zhe CHANG, Wanjing PENG, Yinhong SUN, Qingsong GAO, Rihong ZHU et Chun TANG. « 2.5 kW Narrow Linewidth Linearly Polarized All-Fiber MOPA With Cascaded Phase-Modulation to Suppress SBS Induced Self-Pulsing ». In : *IEEE Photonics Journal* 12.3 (2020), p. 1-15. DOI : [10.1109/JPHOT.2020.2997935](https://doi.org/10.1109/JPHOT.2020.2997935).
- [134] Markku VAINIO, Jari PELTOLA, Stefan PERSIJN, Frans HARREN et L. HALONEN. « Thermal effects in singly resonant continuous-wave optical parametric oscillators ». In : *Applied Physics B* 94 (mars 2008), p. 411-427. DOI : [10.1007/s00340-008-3287-9](https://doi.org/10.1007/s00340-008-3287-9).
- [135] R.W.P. DREVER, John HALL, F. KOWALSKI, James HOUGH, G.M. FORD, A.J. MUNLEY et Hywel WARD. « Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator ». In : *Appl. Phys. B* 31 (juin 1983), p. 97-105. DOI : [10.1007/BF00702605](https://doi.org/10.1007/BF00702605).
- [136] O. MHIBIK, D. PABŒUF, C. DRAG et F. BRETENAKER. « Sub-kHz-level relative stabilization of an intracavity doubled continuous wave optical parametric oscillator using Pound-Drever-Hall scheme ». In : *Opt. Express* 19.19 (sept. 2011), p. 18049-18057. DOI : [10.1364/OE.19.018049](https://doi.org/10.1364/OE.19.018049). URL : <http://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-19-19-18049>.
- [137] I. RICCIARDI, S. MOSCA, M. PARISI, P. MADDALONI, L. SANTAMARIA, P. De NATALE et M. De ROSA. « Sub-kilohertz linewidth narrowing of a mid-infrared optical parametric oscillator idler frequency by direct cavity stabilization ». In : *Opt. Lett.* 40.20 (oct. 2015), p. 4743-4746. DOI : [10.1364/OL.40.004743](https://doi.org/10.1364/OL.40.004743). URL : <http://www.osapublishing.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-40-20-4743>.

- [138] Aliou LY, Christophe SIOUR et Fabien BRETENAKER. « 30-Hz relative linewidth watt output power 1.65 μm continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator ». In : *Opt. Express* 25.8 (avr. 2017), p. 9049-9060. DOI : [10.1364/OE.25.009049](https://doi.org/10.1364/OE.25.009049). URL : <http://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-25-8-9049>.
- [139] Emeline ANDRIEUX, Thomas ZANON, Malo CADORET, Abdallah RIHAN et Jean-Jacques ZONDY. « 500 GHz mode-hop-free idler tuning range with a frequency-stabilized singly resonant optical parametric oscillator ». In : *Opt. Lett.* 36.7 (avr. 2011), p. 1212-1214. DOI : [10.1364/OL.36.001212](https://doi.org/10.1364/OL.36.001212). URL : <http://www.osapublishing.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-36-7-1212>.
- [140] L. LOMBARD, A. AZARIAN, K. CADORET, P. BOURDON, D. GOULAR, G. CANAT, V. JOLIVET, Y. JAOUËN et O. VASSEUR. « Coherent beam combination of narrow-linewidth 1.5 μm fiber amplifiers in a long-pulse regime ». In : *Opt. Lett.* 36.4 (fév. 2011), p. 523-525. DOI : [10.1364/OL.36.000523](https://doi.org/10.1364/OL.36.000523). URL : <http://www.osapublishing.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-36-4-523>.
- [141] Louis DANIAULT, Marc HANNA, Dimitris N. PAPADOPOULOS, Yoann ZAOUTER, Eric MOTTAY, Frédéric DRUON et Patrick GEORGES. « Passive coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers ». In : *Opt. Lett.* 36.20 (oct. 2011), p. 4023-4025. DOI : [10.1364/OL.36.004023](https://doi.org/10.1364/OL.36.004023). URL : <http://www.osapublishing.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-36-20-4023>.
- [142] Richard T. WHITE, Yabai HE, Brian J. ORR, Mitsuhiro KONO et K. G. H. BALDWIN. « Pulsed injection-seeded optical parametric oscillator with low frequency chirp for high-resolution spectroscopy ». In : *Opt. Lett.* 28.14 (juill. 2003), p. 1248-1250. DOI : [10.1364/OL.28.001248](https://doi.org/10.1364/OL.28.001248). URL : <http://www.osapublishing.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-28-14-1248>.
- [143] Junxiong WEI, S. Chaitanya KUMAR et M. EBRAHIM-ZADEH. « Broadly tunable, intracavity injection-seeded, hybrid optical parametric oscillator ». In : *Opt. Lett.* 46.18 (sept. 2021), p. 4502-4505. DOI : [10.1364/OL.434173](https://doi.org/10.1364/OL.434173). URL : <http://www.osapublishing.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-46-18-4502>.
- [144] Joseph SHAW et Paul NUGENT. « Physics principles in radiometric infrared imaging of clouds in the atmosphere ». In : *European Journal of Physics* 34 (nov. 2013), p. 111-. DOI : [10.1088/0143-0807/34/6/S111](https://doi.org/10.1088/0143-0807/34/6/S111).
- [145] Bernd MOHRING, Stephan DIETRICH, Leonardo TASSINI, Rudolf PROTZ, Franz GEIDEK et Jürgen ZOZ. « High-energy laser activities at MBDA Germany ». In : mai 2013, p. 873304. DOI : [10.1117/12.2015775](https://doi.org/10.1117/12.2015775).
- [146] Emma ARBABZADAH, Simon CHARD, Hemmel AMRANIA, Chris PHILLIPS et Michael DAMZEN. « Comparison of a diode pumped Er :YSGG and Er :YAG laser in the bounce geometry at the 3 μm transition ». In : *Opt. Express* 19.27 (déc. 2011), p. 25860-25865. DOI : [10.1364/OE.19.025860](https://doi.org/10.1364/OE.19.025860). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-19-27-25860>.
- [147] Sean A. MCDANIEL, Patrick A. BERRY, Gary COOK, David ZELMON, Stephanie MEISSNER, Helmuth MEISSNER et Xiaodong MU. « CW and passively Q-Switched operation of a Ho :YAG waveguide laser ». In : *Optics & Laser Technology* 91 (2017), p. 1-6. ISSN : 0030-3992. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2016.12.004>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030399216306880>.

- [148] DUQUESNOY, MAXIME, MELKONIAN, JEAN-MICHEL, LEVY, RAPHAËL, RAYBAUT, MYRIAM, DHERBECOURT, JEAN-BAPTISTE et GODARD, ANTOINE. « Comprendre. Détection de gaz par spectroscopie photoacoustique : principe et mise en oeuvre ». In : *Photoniques* 94 (2018), p. 38-44. DOI : [10.1051/photon/20189438](https://doi.org/10.1051/photon/20189438). URL : <https://doi.org/10.1051/photon/20189438>.
- [149] G. D. BOYD et D. A. KLEINMAN. « Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams ». In : *Journal of Applied Physics* 39.8 (1968), p. 3597-3639. DOI : [10.1063/1.1656831](https://doi.org/10.1063/1.1656831). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.1656831>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.1656831>.
- [150] D. KABEYA, V. KERMENE, M. FABERT, J. BENOIST, A. DESFARGES-BERTHELEMOT et A. BARTHELEMY. « Active coherent combining of laser beam arrays by means of phase-intensity mapping in an optimization loop ». In : *Opt. Express* 23.24 (nov. 2015), p. 31059-31068. DOI : [10.1364/OE.23.031059](https://doi.org/10.1364/OE.23.031059). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-23-24-31059>.
- [151] David KABEYA, Vincent KERMÈNE, Marc FABERT, Joel BENOIST, Jeremy SAUCOURT, Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT et Alain BARTHÉLÉMY. « Efficient phase-locking of 37 fiber amplifiers by phase-intensity mapping in an optimization loop ». In : *Opt. Express* 25.12 (juin 2017), p. 13816-13821. DOI : [10.1364/OE.25.013816](https://doi.org/10.1364/OE.25.013816). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-25-12-13816>.

Table des figures

1	La vérité sur le travail de thèse.	iv
1.1	Transmission atmosphérique en fonction de la longueur d'onde. On y voit la fenêtre de transmission correspondant à la bande II entre 3 et 5 micromètres (MWIR) ainsi que celle de la bande III entre 8 et 14 micromètres appelé LWIR (pour <i>LongWave InfraRed</i>). Données provenant de Lord, S. D., 1992, NASA Technical Memorandum 103957 et du Gemini Observatory.	4
1.2	Comparaison de l'atténuation d'un signal transmis grâce à une onde proche infrarouge (1,55 μm) et moyen infrarouge (3 μm) à travers différents types de brouillard [3].	5
1.3	Spectre d'absorption pour différents gaz atmosphériques [4].	6
1.4	Principe fonctionnement d'un lidar.	6
1.5	Principe de fonctionnement d'un Lidar DIAL [6].	7
1.6	Photographie de diapasons développés à l'ONERA [14].	8
1.7	Exemple d'un laser Er :YAG commercial utilisé pour la chirurgie dentaire.	9
1.8	Exemples d'images obtenues par microscopie par somme de fréquence du troisième ordre de tissus de gras d'une souris dans un milieu aqueux, par Hanninen et al. [20].	9
1.9	Transitions énergétiques d'un laser Hélium-Néon.	10
1.10	Dessin de l'intérieur du Boeing NKC-135 utilisé pour embarquer un laser CO ₂ pour la destruction de cibles aéroportées [23].	11
1.11	Schéma du principe d'opération d'un laser chimique au fluorure de deutérium [24].	11
1.12	(a) Sortie optique du dispositif Mid-Infrared Advanced Chemical Laser (MIRACL) et (b) vue d'artiste du Tactical High-Energy Laser (THEL) [28]	12
	(a)	12
	(b)	12
1.13	Diagramme d'énergie simplifié de l'ion Er ³⁺ [31].	13
1.14	Schéma de pompage intracavité d'un laser Ho :YAG [32].	13
1.15	Schéma expérimental (b) d'un laser Ho :YAG délivrant 35 W en régime continu et (a) coupe transverse du cristal utilisé (fibre monocristalline) [33].	14
1.16	Schéma expérimental de cavité (gauche) et (droite) puissance signal continue obtenue en fonction de la puissance de pompe d'un laser Ho :YAG avec une cavité basé sur un disque à couche mince [34].	14

1.17	(a) Section efficace d'absorption (courbe i Cr :ZnS, courbe ii Cr :ZnSe) et d'émission (courbe iii Cr :ZnS, courbe iv Cr :ZnSe) de l'ion Cr ²⁺ dans le ZnS/ZnSe et (b) section efficace d'absorption (courbe v Fe :ZnS, courbe vi Fe :ZnSe) et d'émission (courbe vii ZnS :ZnS, courbe viii Fe :ZnSe) de l'ion Fe ²⁺ dans le ZnS/ZnSe [37].	14
1.18	Schéma expérimental du premier laser utilisant un cristal de Fe :ZnSe développé. PM1 et PM2 : puissance-mètre [41].	15
1.19	Exemple de dispositif expérimental mis en place pour le développement d'une source accordable pour un laser (haut) de Cr :ZnSe en configuration MOPA et (bas) de Fe :ZnSe. Les deux cas utilisent un élément diffractif pour obtenir une accordabilité en longueur d'onde [37].	16
1.20	Schéma expérimental d'un laser fibré Er :ZBLAN pompé à 970 nm et 1973 nm émettant un rayonnement à 3680 nm [46].	17
1.21	Schéma expérimental d'un laser fibré Ho/Pr :ZBLAN pompé à 1150 nm et 2900 nm émettant 7,2 W à 2880 nm [46].	18
1.22	(a) Schéma expérimental d'un laser tout-fibré Dy :FG pompé à l'aide d'un laser à fibre Er :FG, délivrant 10,1 W en régime continu à 3,24 μm et (b) image au microscope de la soudure entre la fibre en verre fluoré non dopée et celle dopée avec des ions Dy ³⁺ [51].	18
1.23	Schéma expérimental d'une source laser Raman en cascade pompée à l'aide d'un laser à fibre Er :FG, délivrant 100 mw en régime quasi continu à 3,766 μm [55].	19
1.24	Schéma d'une diode laser en structure double hétérojonction.	20
1.25	Schéma du principe du fonctionnement d'un QCL. Les électrons passent en cascade par effet tunnel au travers d'une série de puits quantiques résultant en l'émission de photons.	20
1.26	Puissance optique et rendement à la prise obtenus en fonction du courant électrique dans un laser à cascade quantique Al _{0,78} In _{0,22} As/In _{0,72} Ga _{0,28} As/InP [57].	21
1.27	(a) Photographie d'un cristal de calcite montrant un phénomène de biréfringence (Crédit photosynthesis-in-nature.com) (b) Courbe de dispersion pour un accord de phase avec un milieu positif ($n_e > n_o$).	23
	(a)	23
	(b)	23
1.28	Diagramme d'énergie du processus de différence de fréquences (milieu) et (droite) représentation de l'accord de phase du mélange à trois ondes.	23
1.29	Exemples schématisés d'inversion de domaines de polarité suivant différentes configurations. Crédit HCPhotonics.	24
1.30	Schéma du montage expérimental développé pour obtenir le record de puissance en génération de différence de fréquence [68]. T_i : télescope galiléen, HWP_i : lame demi-onde, P_i : polariseur, BS_i : lame séparatrice, Ge_i : fenêtre en germanium, L_i : lentille en CaF_2	25
1.31	Schéma de fonctionnement d'un oscillateur paramétrique optique simplement résonnant.	25
1.32	Exemple de spectre d'un laser à fibre Ytterbium 10 kW de la société IPG Photonics (modèle YLS-10000-SM) exposant une largeur spectrale $\Delta\lambda = 5,1$ nm. [80]	28

1.33	Photographie du dispositif de combinaison incohérente par superposition spatiale <i>Laser Weapon System</i> (LaWS) et du le télescope astronomique utilisé pour l’alignement des faisceaux. [82]	29
1.34	Schéma de principe de la combinaison spectrale dans deux configurations différentes (a) configuration laser, (b) configuration MOPA (<i>Master Oscillateur Power Amplifier</i>). [84]	30
1.35	Schéma de combinaison spectrale par miroirs à trois longueurs d’onde. HR : Haute Réflexion, HT : Haute Transmission.	30
1.36	Schéma du dispositif expérimental utilisé pour combiner 45 diodes lasers réparties entre 5 longueurs d’ondes différentes autour de 915 nm [88].	31
1.37	Schéma du dispositif expérimental utilisé pour combiner de manière cohérente 16 lasers fibrés par contrôle passif de la phase à l’aide d’une cavité commune [90].	32
1.38	Représentation de l’efficacité de combinaison en fonction du nombre de sources employées, avec les fluctuations de puissance représentée par les barres d’erreurs [90].	33
1.39	Schéma de principe de combinaison reposant sur une configuration (haut) monopupillaire et (bas) multipupillaire.	33
1.40	Schéma du dispositif expérimental utilisé pour combiner 4 laser fibrés avec un filtre de contrasted de phase (APP). μ l : micro-lentilles, L : lentille convergente, PC : contrôleur de polarisation, Iso : isolateur fibré, YDFA : amplificateur fibré ytterbium [92].	34
1.41	Schéma de principe de fonctionnement de combinaison cohérente par contrôle actif de la phase.	35
1.42	Principe de fonctionnement d’un modulateur électro-optique sur (a) un cristal non linéaire ou (b,c) un guide d’onde [94].	35
1.43	Schéma d’un dispositif expérimental de combinaison cohérente par analyse collective de phase [96]. © 2014 IEEE	36
1.44	Nombre d’étapes itératives pour maximiser l’efficacité de combinaison en utilisant un algorithme SPGD (<i>Stochastic Parallel Gradient Descent</i>) contre un réseau de neurones (NN) pour la combinaison cohérente de 81 sources, et ce pour 30 essais [100].	37
1.45	Schéma du principe de fonctionnement de la combinaison cohérente par marquage en fréquence.	38
1.46	Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la combinaison cohérente de génération de seconde harmonique par marquage en fréquence sur l’onde fondamentale [104].	39
2.1	Schéma du processus de différence de fréquences.	48
2.2	Comparaison de l’amplitude du champ de l’onde complémentaire dans le cas (a) de l’accord de phase parfait, (b) du quasi-accord de phase et (c) hors accord de phase [109].	50
2.3	Évolution de l’amplitude des ondes en présence lors du processus de différence de fréquences en considérant la pompe constante ($A_1 = A_s$, $A_2 = A_c$) [109].	52

2.4	Efficacité de conversion d'un OPO en fonction du taux de pompage par rapport au seuil d'oscillation pour différentes réflectivités d'une lame intracavité à la longueur d'onde signal. Carrés noirs : $R_s = 0,45\%$, triangles rouges : $R_s = 0,88\%$, cercles bleus : $R_s = 2,56\%$ [115]. La ligne noire solide correspond au cas théorique issu de [114].	56
2.5	Schéma du principe de combinaison cohérente à deux ondes entre une voie de référence et une voie m quelconque marquée à la fréquence ω_m .	57
2.6	Schéma du principe de combinaison cohérente à n ondes entre une voie de référence et $n - 1$ voie marquées à la fréquence ω_m , $m \in [1, n - 1]$. .	60
3.1	Schéma du premier étage d'amplification développé pour la combinaison cohérente de différence de fréquence. IF : Isolateur Fibré, Am : Amplificateur, FA : Fibre Amplificatrice, IEL : Isolateur Espace Libre, BW : photodiode de sécurité de retours, FW : photodiode de sécurité avant, MEO : Modulateur Électro-Optique, Bundle : coupleur de pompe. . . .	64
3.2	Schéma du deuxième étage d'amplification développé pour la combinaison cohérente de différence de fréquence. FA : Fibre Amplificatrice, BW : photodiode de sécurité de retours, FW : photodiode de sécurité avant, Bundle : coupleur de pompe, Endcap : embout d'extrémité.	65
3.3	Schéma de l'amplification de pompe développée pour la combinaison cohérente de différence de fréquence. IF : Isolateur Fibré, Am : Amplificateur, FA : Fibre Amplificatrice, IEL : Isolateur Espace Libre, BW : photodiode de sécurité de retours, FW : photodiode de sécurité avant, MEO : Modulateur Électro-Optique, Bundle : coupleur de pompe, Endcap : embout d'extrémité.	66
3.4	Description schématique du montage expérimental utilisé pour la combinaison cohérente de différence de fréquences.	66
3.5	Photographie du montage de combinaison cohérente de générateurs de différence de fréquences. Avec $I1_a$, $I1_b$ les isolateurs des premiers étages de l'amplificateur de pompe. $E2_a$, $E2_b$ les deuxièmes étages de l'amplificateur de pompe et $I2_a$, $I2_b$ leurs isolateurs. A_a et A_b les sorties de l'amplificateur du signal. F_a et F_b les fours des cristaux des voies a et b . $D_{3,4}$, D_1 et $D_{1,5}$ les détecteurs à 3,4 μm , à 1 μm et à 1,5 μm	67
3.6	Évolution au cours du temps de l'écart de phase de pompe, signal et complémentaire entre les deux voies de différence de fréquences sans asservissement de mise en phase. La différence de ces écarts est tracée en noir.	69
3.7	Évolution au cours du temps du signal d'interférence lorsque la boucle d'asservissement est ouverte puis fermée.	70
3.8	Évolution au cours du temps de l'écart de phase de pompe et signal entre les deux voies de différence de fréquences. La boucle d'asservissement de mise en phase est fermée. La différence de ces écarts est tracée en noir.	71
4.1	Schéma des sources utilisées pour la réalisation de la combinaison cohérente de différence de fréquences avec mise en évidence des parties asymétriques. IF : Isolateur fibré, Am : Amplificateur, FA : Fibre Amplificatrice, IEL : Isolateur Espace Libre, BW : photodiode de sécurité de retours, FW : photodiode de sécurité avant.	74

4.2	Schéma des sources utilisées pour la réalisation de la combinaison cohérente de différence de fréquences après symétrisation des bras de combinaison. If : Isolateur fibré, Am : Amplificateur, FA : Fibre Amplificatrice, IF : Isolateur Fibré, IEL : Isolateur Espace Libre, BW : photodiode de sécurité de retours, FW : photodiode de sécurité avant.	78
4.3	Puissance de pompe à 1064 nm disponible sur l'étage B en fonction du courant des diodes de pompe.	78
4.4	Puissance de pompe à 1064 nm disponible en sortie d'étage A en fonction du courant des diodes de pompe.	79
4.5	Évolution au cours du temps de la puissance de pompe normalisée en sortie du bras A.	79
4.6	Évolution au cours du temps (30 s) sur la sphère de Poincaré de la polarisation en sortie de fibre optique.	80
4.7	Dessin d'usinage pour les fours utilisés pour chauffer les cristaux non linéaires.	81
4.8	Four en aluminium réalisé pour maintenir le cristal non linéaire à la température souhaitée grâce à des modules Peltier et à une thermistance.	81
4.9	Deux exemples de cavités d'oscillateur paramétrique optique avec cristal non linéaire au centre. À gauche une cavité en anneau et à droite une cavité linéaire dite <i>hémisphérique</i> compte tenu de la présence d'un miroir plan et d'un miroir concave.	82
4.10	Évolution du facteur \bar{h}_m en fonction du paramètre de focalisation ξ . [122]	83
4.11	Évolution du facteur $\bar{h}_m(B, \xi)$ en fonction de la taille de waist w_0 dans un cristal de PPLN de longueur L et pour une longueur d'onde signal à 1480 nm dans le cas où $B = 0$	84
4.12	Évolution du seuil d'oscillation d'un OPO en fonction de la taille de waist w_0 et de la réflectivité totale des miroirs à la longueur d'onde résonnante composants la cavité pour un cristal de PPLN de 50 mm.	84
4.13	Évolution du seuil d'oscillation d'un OPO en fonction de la taille de waist w_0 à R fixe (haut) et évolution du seuil d'oscillation d'un OPO en fonction de la réflectivité totale des miroirs à w_0 fixe (bas) pour un cristal de PPLN de 50 mm.	85
4.14	Schéma d'une cavité résonnante à deux miroirs de rayons de courbure R_1 et R_2 , espacés d'une distance d l'un de l'autre.[128]	86
4.15	Évolution du waist au centre de la cavité en fonction de la distance séparant les miroirs et du rayon de courbure de ces derniers.	87
4.16	Évolution du waist pour une cavité confocale en fonction de la distance entre les deux miroirs. Les points annotés correspondent à des rayons de courbure de miroirs communément disponibles en laboratoire.	88
4.17	Évolution du waist pour une cavité résonnante en fonction de la distance entre les deux miroirs pour une rayon de courbure fixé à $R_m = 100$ mm. La condition de stabilité est aussi tracée, celle-ci ne doit pas dépasser 1, en pointillés verts.	89
4.18	Schéma d'une cavité en triangle comportant deux miroirs plans et un miroir concave.	90
4.19	Évolution de la taille du faisceau au sein d'une cavité en triangle. En bas évolution au centre du cristal de la taille (gauche) et du rapport (droite) entre les rayons sagittal et tangentiel.	91

4.20	Schéma d'une cavité en anneau comportant 2 miroirs concaves espacés d'une distance L_1 et deux miroirs plans. La distance L_2 correspond au parcours d'un premier miroir concave au second en passant par les deux miroirs plans.	92
4.21	Découpage géométrique d'une cavité en anneau pour déterminer ses dimensions.	92
4.22	Interface graphique Matlab pour l'aide au dimensionnement d'une cavité OPO simplement résonnant en anneau avec compensation de l'astigmatisme induit par les miroirs concaves au centre du cristal.	93
4.23	Évolution de la taille du faisceau au sein d'une cavité en anneau avec compensation de l'astigmatisme induit par les miroirs concaves. En bas évolution au centre du cristal de la taille (gauche) et du rapport (droite) entre les rayons sagittal et tangentiel.	94
4.24	Exemple d'un schéma de cavité linéaire à quatre miroirs [69].	95
4.25	Longueurs d'onde signal et complémentaire générées par processus paramétrique dans un cristal de PPLN (HC Photonics) en fonction de la période du domaine d'inversion ainsi que de la température pour une longueur d'onde de pompe 1064 nm.	96
4.26	Transmission en fonction de la longueur d'onde du verre optique N-BK7 (Crystran).	96
4.27	Transmission en fonction de la longueur d'onde du séléniure de zinc pour différentes épaisseurs de matériau (Crystran).	97
4.28	Évolution de l'indice de réfraction du séléniure de zinc (ZnSe) en fonction de la longueur d'onde [131].	97
4.29	Schéma du montage expérimental utilisé pour caractériser la réflectivité des optiques disponible pour la réalisation de cavité OPO. LC : Lentille de Collimation. En couleur l'optique que l'on souhaite caractériser.	98
4.30	Réflectivité d'un miroir concave en YAG en fonction de la longueur d'onde en incidence normale.	99
4.31	Réflectivité d'un miroir concave de rayon de courbure $R_m = 130$ mm en ZnSe pour différents angles d'incidence et états de polarisation en fonction de la longueur d'onde.	100
4.32	Réflectivité d'un miroir concave de rayon de courbure $R_m = 350$ mm en ZnSe pour différents angles d'incidence et états de polarisation en fonction de la longueur d'onde.	101
4.33	Réflectivité expérimentale (haut) et donnée par le constructeur (bas) d'un miroir Thorlabs CM254-050-E04 pour différents angles d'incidence et états de polarisation en fonction de la longueur d'onde.	102
4.34	Transmission expérimentale (haut) et donnée par le fournisseur (bas) d'une lame dichroïque DMLP1180 pour différents angles d'incidence et état de polarisation en fonction de la longueur d'onde.	104
4.35	Réflexion expérimentale (haut) et fournie par le constructeur (bas) d'une lame dichroïque DMSP1180 pour différents angles d'incidence et état de polarisation en fonction de la longueur d'onde en incidence normale.	105
4.36	Réflexion d'une HT-HR-HT pour différents angles d'incidence et état de polarisation en fonction de la longueur d'onde.	106
4.37	Transmission d'une lame HT-HT-HR pour différents angles d'incidence et état de polarisation en fonction de la longueur d'onde.	107

4.38	Réfectivité totale en fonction de la longueur d'onde pour une configuration en anneau où les miroirs composant la cavité sont des miroirs de ZnSe et des lames DMSP1180.	108
4.39	Réfectivité totale en fonction de la longueur d'onde pour une configuration en anneau où la pompe est injectée à l'aide d'une lame dichroïque et où le complémentaire est extrait grâce à une lame <i>HT-HT-HR</i>	108
4.40	Réfectivité totale en fonction de la longueur d'onde pour une configuration en triangle où les miroirs composant la cavité sont des lames DMSP1180 et de ZnSe pour extraire la pompe et un miroir de ZnSe.	109
4.41	Réfectivité totale en fonction de la longueur d'onde pour une configuration concentrique où les miroirs composant la cavité sont identiques.	110
4.42	Réfectivité totale en fonction de la longueur d'onde pour une configuration concentrique où les miroirs composant la cavité ont un rayon de courbure différents.	111
4.43	Réfectivité totale en fonction de la longueur d'onde pour une configuration concentrique où la pompe est injectée grâce à une lame dichroïque et où les miroirs composant la cavité sont des miroirs de ZnSe ou YAG en sortie et CM254-050-E01 en entrée.	112
4.44	Évolution du seuil d'oscillation d'un OPO en fonction de la longueur d'onde signal et du waist w_0 pour un cristal de longueur $L_c = 50$ mm.	113
4.45	Dimensions géométriques de la cavité OPO développé sur le banc de combinaison cohérente pour un signal résonnant à 1480 nm et de waist 75 μm	114
4.46	Variation du waist résonnant (haut) et du paramètre de stabilité (bas) en fonction de la distance entre les deux miroirs de la cavité [128].	114
5.1	Description schématique du montage expérimental utilisé pour la combinaison cohérente d'oscillateurs paramétriques optiques.	118
5.2	Schéma de mesure du facteur de qualité M^2 du faisceau de pompe.	118
5.3	Évolution de la taille du faisceau de pompe suivant les directions x et y après une lentille de distance focale + 50 mm en fonction de la distance à cette dernière avec en bleu la courbe l'évolution théorique.	119
5.4	Schéma (haut) et photographie (bas) du chemin optique parcouru par la pompe à 1064 nm. EE : Embout d'Extrémité (End-Cap), LC : Lentille de Collimation, LD : Lame Dichroïque, IEL : Isolateur Espace Libre, $\lambda/2$: Lame demi-onde, Rm : Miroir Rmax à 1064 nm, LF : Lentille de Focalisation.	120
5.5	Faisceau de pompe à 1,3 m de la sortie de fibre.	121
5.6	Évolution du rayon du faisceau de pompe au sein de la cavité sans cristal non linéaire pour une lentille de focalisation de 175 mm en fonction de la distance.	121
5.7	Schéma de la mesure utilisée pour déterminer la position du waist au centre du cristal.	122
5.8	Mesure du rayon du faisceau de pompe après le cristal et évaluation de la position du col théorique.	122
5.9	Photographie de la cavité OPO développée. PZT : cale piézoélectrique.	123
5.10	Évolution de la puissance de l'onde complémentaire en fonction de la puissance de pompe.	124

5.11 Exemple d'évolution de la puissance de l'onde complémentaire en fonction du temps.	124
5.12 Exemple d'évolution de la puissance de l'onde de pompe en sortie de cavité OPO au cours du temps.	125
5.13 Comparaison entre les densités spectrales de puissance de l'onde de pompe lorsque le premier étage d'amplification est éteint puis allumé. .	125
5.14 Comparaison entre les densités spectrales de puissance de l'onde de pompe lorsque le deuxième étage d'amplification est éteint puis allumé.	126
5.15 Densité spectrale de puissance de l'onde complémentaire obtenue sur le bras B avant (gauche) et après (droite) isolation mécanique.	127
5.16 Réflectivité équivalente totale de la cavité en fonction de la longueur d'onde pour une configuration concentrique coudée où les miroirs composant la cavité sont des miroirs de ZnSe et une lame DMSP1180. . . .	127
5.17 Évolution de la puissance de pompe transmise normalisée en sortie de cavité OPO au cours du temps, alors qu'une rampe de tension est appliquée à la cale piézoélectrique.	128
5.18 Schéma du montage expérimental utilisé pour observer le faisceau complémentaire. LF : lentille de focalisation, LC : lentille de collimation, LD : lame dichroïque, Ge : lame de germanium utilisée pour absorber la pompe et le signal résiduels et ne laisser passer que l'onde complémentaire.	129
5.19 Visualisation du faisceau complémentaire issu de la cavité OPO du bras B.	129
5.20 Évolution de la fréquence de l'onde issue de la somme de fréquences entre l'onde de pompe et l'onde signal au sein du cristal non linéaire de la cavité OPO du bras B.	130
5.21 Évolution de la puissance de l'onde complémentaire en fonction de la puissance de pompe utilisée pour la cavité OPO du bras A.	131
5.22 Évolution de la fréquence de l'onde issue de la somme de fréquences entre l'onde de pompe et l'onde signal au sein du cristal non linéaire de la cavité du bras A.	132
5.23 Évolution de la fréquence d'un mode de résonance de l'onde issue de la somme de fréquences entre l'onde de pompe et l'onde signal au sein du cristal non linéaire de la cavité du bras A.	132
5.24 Montage expérimental d'un cavité OPO utilisant la méthode Pound-Drever-Hall pour asservir la longueur de cavité [136]. PZT : transducteur piézoélectrique; HVA : amplificateur à haute tension; DM : miroir dichroïque; HWP : lame demi-onde; LO : oscillateur local; f_i : Lentille de focalisation; EOM : Modulateur électro-optique; FC : Coupleur de fibre; OI : isolateur optique; QWP : lame quart d'onde; PBS : cube polariseur; FP : cavité Fabry-Perot; FPD : photodiode rapide; PD : photodiode.	134
5.25 Montage expérimental d'un cavité OPO utilisant une cavité Fabry-Perot pour asservir la longueur de cavité [138]. PD : Photodiode; L : lentille de focalisation; FP : cavité Fabry-Pero; . DM : miroir dichroïque; BS : cube séparateur; ND : densité neutre; TPS : capteur thermique; FM : miroir amovible; SMF : fibre mono-mode; MgO :PPSLT : cristal de tantalate de lithium stœchiométrique polarisé périodiquement dopé MgO.	135

5.26	Schéma d'une cavité OPO et de son asservissement pour stabiliser en phase et en fréquence la longueur d'onde complémentaire [107]. M_i : miroir ; PZT : transducteur piézoélectrique.	135
5.27	Schéma d'un OPO fonctionnant en régime continu et nanoseconde. PBS : cube polarisant, M : miroirs, L : lentille.	137

Liste des tableaux

4.1	Diamètre de cœur et ouverture numérique des fibres avant et après les futurs isolateur fibrés.	75
4.2	Diamètre de coeur et ouverture numérique des fibres utilisées dans les isolateurs fibrés de marque Thorlabs et AFR.	75
4.3	Transmission totale pour chaque configuration de couple d'isolateurs fibrés.	75
4.4	Puissance et pertes en sortie d'isolateur 1 fibré soudé après la fibre active en fonction de la tension aux bornes des diodes de pompe.	76
4.5	Puissance et pertes en sortie d'isolateur 2 fibré soudé après la fibre active en fonction de la tension aux bornes de diodes de pompes.	76
4.6	Propriétés des miroirs concaves disponibles pour la réalisation de cavité OPO. λ_p : longueur d'onde de pompe (1064 nm), λ_s : longueur d'onde signal (1350 - 1550 nm), λ_p : longueur d'onde complémentaire (3000 - 4500 nm).	99
4.7	Propriété des miroirs concaves Thorlabs pour la réalisation de cavité OPO. λ_p : longueur d'onde de pompe (1064 nm), λ_s : longueur d'onde signal (1350 - 1550 nm), λ_p : longueur d'onde complémentaire (3000 - 4500 nm).	101
4.8	Propriété des lames dichroïques Thorlabs pour la réalisation de cavité OPO. λ_p : longueur d'onde de pompe (1064 nm), λ_s : longueur d'onde signal (1350 - 1550 nm), λ_p : longueur d'onde complémentaire (3000 - 4500 nm).	103
4.9	Propriétés des lames dichroïques en ZnSe pour la réalisation de cavité OPO. λ_p : longueur d'onde de pompe (1064 nm), λ_s : longueur d'onde signal (1350 - 1550 nm), λ_p : longueur d'onde complémentaire (3000 - 4500 nm).	103
4.10	Critères d'évaluation pour la réalisation de deux cavités identiques en anneau.	108
4.11	Critères d'évaluation pour la réalisation de deux cavités identiques en anneau avec injection de la pompe et extraction de l'onde complémentaire.	109
4.12	Critères d'évaluation pour la réalisation de deux cavités identiques en triangle.	109
4.13	Critères d'évaluation pour la réalisation de deux cavités identiques linéaires.	110
4.14	Critères d'évaluation pour la réalisation de deux cavités identiques linéaires asymétriques.	111

4.15 Critères d'évaluation pour la réalisation de deux cavités identiques linéaires avec injection de la pompe.	111
4.16 Résumé des critères d'évaluation pour la réalisation de deux cavités OPO identiques.	113

Titre : Combinaison cohérente par contrôle actif de la phase appliquée aux oscillateurs paramétriques optiques

Mots clés : Laser à fibre, Optique Non Linéaire, Oscillateur Paramétrique Optique, Combinaison Cohérente

Résumé : Depuis plusieurs années, l'Onera développe des techniques de combinaison cohérente par marquage en fréquence, permettant d'additionner efficacement la puissance laser émise par plusieurs sources laser fibrées. Les lasers sont cependant limités en longueur d'onde disponible par la nature du milieu amplificateur utilisé, et peu possèdent une émission dans le proche et moyen infrarouge qui permet une bonne transmission dans l'atmosphère et un accès aux longueurs d'onde caractéristiques de certaines molécules (3-5 μm).

La solution pour pallier ce problème consiste à utiliser des phénomènes d'optique non linéaire où l'on peut générer de nouvelles longueurs d'onde à partir des longueurs d'onde laser disponibles. On

peut ainsi utiliser la différence de fréquence (DFG) pour créer, à partir d'un laser de pompe à 1 μm et d'un faisceau proche infrarouge, un rayonnement dans le moyen infrarouge. La première démonstration expérimentale de combinaison de cohérente de DFG est développée avec une très bonne qualité de mise en phase.

Afin d'obtenir des rendements plus importants, on place le milieu non linéaire au sein d'une cavité pour créer un Oscillateur Paramétrique Optique (OPO). Une étude théorique préalable est menée afin de réaliser deux cavités semblables à l'aide du matériel à disposition au laboratoire, avant de procéder à des premiers tests de combinaison cohérente.

Title : Coherent beam combining by active phase control applied to optical parametric oscillators

Keywords : Fiber laser, Non Linear Optics, Optical Parametric Oscillator, Coherent Beam Combining

Abstract : For a few years now, coherent beam combining by active phase control has been developed at Onera, The French Aerospace Lab, in order to increase fiber laser output power. However, laser emission is limited in terms of wavelength by the nature of the gain medium, and only few of them can generate midinfrared radiation (between 3 and 5 μm).

To overcome this problem, one can use nonlinear effects in crystals to create, from easily available laser wavelengths, the midinfrared emission useful for gas monitoring or spectroscopy. Using a 1 μm to create an idler beam around 4 μm is

achievable using difference frequency generation (DFG). The first experimental proof of coherent beam combining of DFG is developed with a high-efficiency phase matching.

The limited power of DFG modules leads to the development of an optical parametric oscillator (OPO), in order to deliver watt-level midinfrared laser power. A theoretical study is presented, with the purpose of creating two symmetrical OPO cavities.

Early tries of coherent beam combining of OPO are then detailed and discussed.