



**HAL**  
open science

# Combinaison cohérente de convertisseurs de fréquences optiques

Alice Odier

► **To cite this version:**

Alice Odier. Combinaison cohérente de convertisseurs de fréquences optiques. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COmUE), 2018. Français. NNT : 2018SACLX003 . tel-01888994

**HAL Id: tel-01888994**

**<https://pastel.hal.science/tel-01888994>**

Submitted on 5 Oct 2018

**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 de convertisseurs de fréquences optiques

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay  
préparée à l'École Polytechnique

École doctorale n°572 Ondes et Matière (EDOM)  
Spécialité de doctorat: lasers, molécules, rayonnement atmosphérique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 19/01/2018, par

**Alice Odier**

## Composition du Jury :

|   |                    |
|---|--------------------|
| Arnaud Mussot<br>Professeur, Université de Lille                          | Président du jury  |
| Benoit Boulanger<br>Professeur, Université Grenoble Alpes (Institut Néel) | Rapporteur         |
| Agnès Desfarges-Berthelemot<br>Professeure, Université de Limoges (Xlim)  | Rapporteuse        |
| Patrick Georges<br>Directeur de recherche, Laboratoire Charles Fabry      | Examineur          |
| Michel Lefebvre<br>Directeur de recherche, ONERA                          | Directeur de thèse |
| Pierre Bourdon<br>Ingénieur de recherche, ONERA (DOTA)                    | Encadrant ONERA    |
| Jean-Michel Melkonian<br>Ingénieur de recherche, ONERA (DPHY)             | Encadrant ONERA    |
| Anthony Cannas<br>Ingénieur, DGA  | Invité             |



# Remerciements

Je souhaiterais tout d'abord remercier mes encadrants. Michel Lefebvre pour sa disponibilité, ses encouragements et ses conseils avisés. Et surtout bonne retraite! Pierre Bourdon pour sa patience, son expertise technique et ses blagues. Jean Michel Melkonian de m'avoir toujours donné de bons conseils. Enfin je souhaiterais remercier Anne Durécu qui, si elle ne faisait pas partie des encadrants officiels, a passé énormément de temps avec moi sur cette expérience souvent capricieuse et a toujours été là dans les moments difficiles. Je souhaiterais remercier les membres de mon jury pour avoir accepté d'en faire partie, de m'avoir posé des questions pertinentes et enfin de m'avoir décerné le titre de docteur!

Merci à Claudine puis Agnès de m'avoir accueillie dans l'équipe SLS avec bienveillance. Je remercie aussi toute l'équipe SLS de son accueil et à bientôt au Shamrock! Merci aux deux Didier et à Christophe d'avoir résolu tous mes problèmes d'électroniques et de mécaniques sans broncher. Merci à Christelle pour son aide précieuse dans les tâches administratives! Merci à Laurent, Nicolas, Mathieu, Béatrice et plus récemment à Hermance et François. Merci à Julien de m'avoir fait confiance pour le stage et de m'avoir menée en bateau, en avion et à l'escalade. Du coup, merci à Philippe le permanent temporaire pour ses blagues pas drôles et pas merci pour le compteur de « du coup »! Cette équipe ne serait rien sans sa superbe team de thésards Florian, Philippe, Alexandre, Anasthase, Simon, Rodwane. J'espère que les réunions Pabetes continueront à s'appeler comme ça et qu'il y aura encore longtemps une super team comme la nôtre. Ce travail de thèse ne serait rien sans le soutien infailible de mon cobureau Anasthase et l'art tranquille de la résolution de conflit de fenêtre de Steve! Bonne chance à Rodwane qui hérite de ce bureau et de cette manip capricieuse!

Il n'y a pas que SLS dans la vie du DOTA, merci aussi aux gens des différentes pauses café du bâtiment. Au 3ème étage, époque révolue mais rigolote. Edouard (un jour j'arriverais à te convaincre), Julien (désolée on a perdu ta balle), Christophe (toi aussi tu nous manque), Armande (bientôt Afroféministe?), Thomas (pour toutes nos conversations), Kevin (finis!), François (vive le logiciel libre), Mouna (et son parcours atypique), Clara (courage pour la fin!). Le deuxième étage avec Fred, Jean, Adrien, le nouvel Edouard. Merci à Isabelle et Sylvie pour le prêt du deuxième détecteur, qui m'a permis d'obtenir des jolis résultats.

Pour aller à l'Onera, il faut monter à pied, ou en voiture (merci à tous les conduc-

teurs qui ont leur voiture à Villebon), ou encore en navette (merci aux Julien, à Hélène, Théo, Rafa, Nico, Clément, Thibault et tous ceux que j'oublie).

Merci à tous les copains et les copines qui m'ont permis de passer des supers années à Paris. Les cousins, Chaya et Pauline, Gwen et Axel, Noémie, les copains de prépas, les copains d'escalade, les copains de Grenoble et Vincent de m'avoir supporté comme coloc. Enfin, merci à ma famille, mes parents, mes cousines préférées (et leurs petits monstres), Raphael, mes supers sœurs et à Gabriel, Delphine et Iris (même si c'est pas cool d'être partis si loin). Je finis par mes grand-mères Nani et Doudou, qui auraient été si fières de me voir soutenir ma thèse à Polytechnique.





# Table des matières

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| <b>1</b> | <b>État de l'art</b>   | <b>5</b>  |
| 1.1      | La combinaison de faisceaux . . . . .  | 6         |
| 1.1.1    | La combinaison incohérente . . . . .   | 6         |
| 1.1.2    | La combinaison cohérente . . . . .   | 10        |
| 1.1.3    | Intérêts de la combinaison cohérente . . . . .   | 16        |
| 1.2      | Les convertisseurs de fréquences optiques . . . . .  | 20        |
| 1.2.1    | Génération de seconde harmonique . . . . .   | 23        |
| 1.2.2    | Génération de différence de fréquences . . . . .   | 25        |
| 1.2.3    | Oscillateurs paramétriques optiques . . . . .  | 26        |
| 1.3      | La combinaison de convertisseurs de fréquences . . . . .   | 27        |
| 1.3.1    | Combinaison cohérente à cristal unique . . . . .   | 28        |
| 1.3.2    | Combinaison cohérente à plusieurs cristaux . . . . .   | 29        |
|          | Bibliographie . . . . .  | 34        |
| <b>2</b> | <b>Étude du contrôle indirect de la phase de convertisseurs de fréquences</b>                              | <b>39</b> |
| 2.1      | Théorie de la combinaison cohérente par marquage en fréquence . . . . .                                    | 40        |
| 2.2      | Détermination de la relation de phase . . . . .  | 44        |
| 2.2.1    | Génération de seconde harmonique . . . . .   | 45        |
| 2.2.2    | Génération de différence de fréquences . . . . .   | 49        |
| 2.3      | Application à la combinaison cohérente de convertisseurs de fréquences . . . . .                           | 53        |
| 2.3.1    | Dans le cas de la génération de seconde harmonique . . . . .   | 53        |
| 2.3.2    | Dans le cas de la génération de différence de fréquences . . . . .   | 54        |
|          | Bibliographie . . . . .  | 56        |
| <b>3</b> | <b>Démonstration expérimentale du contrôle indirect dans le cas de la génération de seconde harmonique</b> | <b>57</b> |
| 3.1      | Mise en place du montage expérimental . . . . .  | 57        |

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| 3.1.1    | Principe de l'expérience de combinaison de générateurs de seconde harmonique . . . . .                                     | 58        |
| 3.1.2    | Combinaison de générateur de seconde harmonique . . . . .  | 59        |
| 3.2      | Mise en évidence expérimentale de la relation de phase . . . . .   | 62        |
| 3.2.1    | Méthodologie de mesure des phases . . . . .  | 62        |
| 3.2.2    | Résultats obtenus . . . . .  | 65        |
| 3.3      | Contrôle indirect de la phase de l'onde doublée . . . . .  | 67        |
| 3.3.1    | Mise en place de l'asservissement . . . . .  | 67        |
| 3.3.2    | Résultats de mise en phase . . . . .   | 70        |
| 3.4      | Étude fréquentielle de la phase . . . . .  | 74        |
| 3.4.1    | La densité spectrale de phase . . . . .  | 74        |
| 3.4.2    | Mesure de la réponse impulsionnelle . . . . .  | 77        |
|          | Bibliographie . . . . .  | 80        |
| <b>4</b> | <b>Démonstration expérimentale du contrôle indirect dans le cas de la génération de différence de fréquences</b> . . . . . | <b>81</b> |
| 4.1      | Mise en place du montage expérimental . . . . .  | 82        |
| 4.1.1    | Principe de l'expérience de combinaison de générateurs de différence de fréquences . . . . .                               | 82        |
| 4.1.2    | Description de l'amplificateur de pompe . . . . .  | 83        |
| 4.1.3    | Génération de différence de fréquences . . . . .   | 84        |
| 4.2      | Combinaison cohérente de générateurs de différences de fréquences . . . . .  | 86        |
| 4.2.1    | Mise en évidence expérimentale de la relation de phase . . . . .   | 86        |
| 4.2.2    | Contrôle indirect de la phase de l'onde complémentaire . . . . .   | 88        |
| 4.3      | Conclusion et perspectives sur les OPOs . . . . .  | 92        |
|          | Bibliographie . . . . .  | 93        |

# Introduction Générale

De nombreuses applications militaires ou civiles nécessitent des sources cohérentes puissantes émettant à des longueurs d'onde spécifiques. Dans le moyen infrarouge, on peut citer les contre-mesures optroniques, la détection de gaz ou de polluants à distance. Dans l'ultraviolet, on peut mentionner les lidars ainsi que la détection d'espèces biologiques. Dans le visible, les étoiles artificielles lasers nécessitent aussi de fortes puissances.

Le but de la contre-mesure optronique est de brouiller ou détruire le ou les capteurs optroniques d'une munition adverse afin qu'elle n'atteigne pas sa cible. Pour cela, il est intéressant de disposer de systèmes permettant d'imiter la signature spectrale de l'avion au moyen de rayonnement laser afin d'assurer son auto-protection contre les missiles à guidage thermique.

La détection d'espèces chimique par spectroscopie infrarouge nécessitent aussi des sources cohérentes puissantes dans le moyen infrarouge. En effet, de nombreux gaz présentent des signatures spectroscopiques spécifiques dans les bandes spectrales 3-5  $\mu\text{m}$  ou 8-12  $\mu\text{m}$ . Il est donc possible d'utiliser des lidars DIAL pour sonder les raies d'absorption de ces gaz ou polluants. Si plusieurs espèces sont en jeu, il est nécessaire que la source émette plusieurs longueurs d'onde voire qu'elle soit accordable en longueur d'onde.

Dans l'ultraviolet, l'utilisation de lidar Raman ou de lidar à fluorescence permet de détecter des molécules à distance. Par exemple, pour assurer la sécurité des installations dans le cas de la détection d' $H_2$  à distance dans les alvéoles de stockage de colis radioactif. Il est aussi possible de détecter des espèces biologiques dans le cas d'attaques par dispersion d'aérosol.

Une autre application, dans le visible cette fois, est l'étoile artificielle laser. Le but est d'envoyer dans la haute atmosphère un rayonnement laser puissant afin d'exciter les atomes de sodium présents dans la haute atmosphère. Ces atomes excités fluorescent et créent ainsi une source lumineuse ponctuelle aussi appelée une étoile artificielle. Cette étoile artificielle peut servir de référence pour mesurer les variations du front d'onde, déformé par les turbulences atmosphériques, et les corriger grâce à l'optique adaptative. Cette correction en temps réel accroit la qualité des images obtenues par un télescope terrestre.

Ces différentes applications nécessitent des sources cohérentes de fortes puissances

à des longueurs d'onde pas toujours accessibles aux lasers. En effet, la gamme des longueurs d'ondes accessibles aux lasers, est imposée par les bandes de gain des milieux lasers disponibles. Les lasers solides pompés par diode laser, qui fournissent les meilleures efficacités, fonctionnent pour les plus puissants à  $1\ \mu\text{m}$ ,  $1,5\ \mu\text{m}$  et  $2\ \mu\text{m}$ . D'autre part, il existe peu de lasers dans l'infrarouge à des longueurs d'onde supérieures à  $2\ \mu\text{m}$ , entre autre à cause de l'absorption multiphonon.

Pour atteindre d'autres gammes de longueurs d'onde, une possibilité est d'utiliser l'optique non linéaire afin de faire de la conversion de fréquences. En particulier, l'optique non linéaire du deuxième ordre, permet de faire des mélanges entre 3 ondes comme des additions ou des différences de fréquences. Toutefois, les convertisseurs de fréquences sont limités en puissance par les seuils de dommage des cristaux non linéaires employés, à des valeurs de densité d'énergie souvent inférieures à celles des matrices lasers.

D'autre part, afin de dépasser les limites en puissance associées à un émetteur unique, il est possible de mettre en parallèle plusieurs émetteurs. Pour permettre la montée en puissance de sources lasers, différentes techniques de combinaison de faisceaux ont été développées.

Pour dépasser les limites en puissances des convertisseurs de fréquences, une possibilité serait d'appliquer ces techniques de combinaison de faisceaux, et en particulier la combinaison cohérente, aux convertisseurs de fréquences. C'est l'objet de ce travail de thèse.

Pour cela, dans un premier temps, on présente un état de l'art de la combinaison de faisceaux et des convertisseurs de fréquences, ainsi que les premières applications de la combinaison cohérente aux convertisseurs de fréquences.

Dans un deuxième temps, une étude théorique de la combinaison cohérente et de la conversion de fréquences est menée dans le but de déterminer comment appliquer la combinaison cohérente à la mise en parallèle de plusieurs convertisseurs de fréquences. Pour cela, la technique de combinaison cohérente par marquage en fréquence est détaillée et mise en équations afin de montrer comment extraire l'information de déphasage à partir de la figure d'interférence. Les équations aux amplitudes complexes permettent de déterminer les relations de phase. Enfin, les relations de phase sont injectées dans le calcul du signal d'erreur pour déterminer la possibilité théorique d'effectuer la combinaison cohérente de convertisseurs de fréquences par contrôle indirect de la phase.

On s'intéresse ensuite au cas le plus simple, celui où trois ondes, dont deux dégénérées, sont mises en jeu, c'est-à-dire la génération de seconde harmonique. L'étude expérimentale de la combinaison cohérente dans le cas de la génération de seconde harmonique est ensuite effectuée. La génération de seconde harmonique est un cas simple mais ce processus de conversion de fréquences ne permet pas d'atteindre toutes les plages de longueurs d'onde.

La génération de différence de fréquences, processus à trois ondes non dégénérées,

donne accès à d'autres plages spectrales. On s'emploie alors à faire la démonstration expérimentale de la combinaison cohérente de générateurs de différence de fréquences. Pour cela, le dimensionnement des différents éléments du montage est présenté, les différences de phases sont mesurées, et la mise en phase est étudiée.

On s'intéresse enfin à la possibilité de mettre en phase des oscillateurs paramétriques optiques en régime continu, avant de conclure.



# Chapitre 1

## État de l'art

### Introduction

Au cours de ce premier chapitre, nous nous intéressons à la montée en puissance de sources laser et de sources non linéaires à partir de techniques de combinaison de faisceaux.

La première partie du chapitre est consacrée à une présentation générale des architectures de combinaison de faisceaux et de leurs potentiels pour réaliser des sources cohérentes de fortes puissances. Les principales techniques de combinaison développées dans le but d'accroître la puissance ainsi que leurs limites sont détaillées.

Jusqu'à présent, la combinaison de faisceaux n'a été utilisée que sur des sources lasers. Or leur couverture spectrale est limitée aux seules transitions lasers. Pour élargir le spectre des longueurs d'onde accessibles, on s'intéresse à la conversion de fréquences.

La conversion de fréquences, rendue possible par l'utilisation de cristaux non linéaires, permet d'accéder à d'autres plages de longueurs d'onde. Elle permet d'obtenir des sources de très bonne qualité spatiale et spectrale. Néanmoins, les performances des convertisseurs de fréquences sont limitées par la puissance de pompe disponible et par le seuil de dommage des cristaux non linéaires utilisés. Les différentes techniques de conversion de fréquences sont présentées dans la deuxième partie.

Pour dépasser les limites en puissance des convertisseurs de fréquences, la combinaison cohérente est envisagée.

En combinant les pompes afin d'augmenter la puissance disponible ou en combinant directement les convertisseurs de fréquences, une augmentation de la puissance maximale délivrée par les convertisseurs de fréquences est possible. Un état de l'art de la combinaison de convertisseurs de fréquence, qui est au cœur de cette thèse, fait l'objet d'une présentation détaillée dans la troisième et dernière partie.

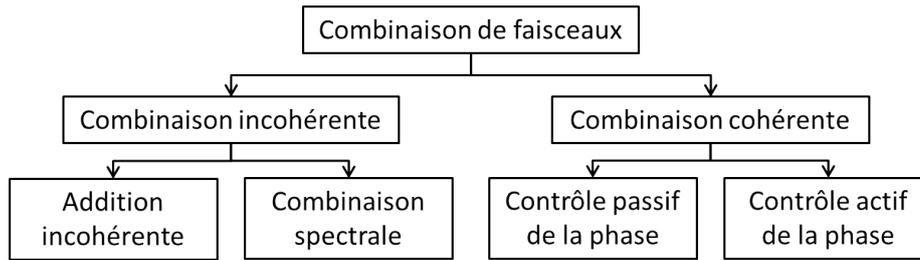


FIGURE 1.1 – Les deux familles de combinaison de faisceaux

## 1.1 La combinaison de faisceaux

La puissance délivrée par un émetteur laser unique est limitée par la tenue au flux des composants et les effets non linéaires indésirables dans le milieu à gain ou dans la cavité laser tels que l'effet Brillouin, l'effet Kerr ou encore l'effet photoréfractif. Les effets non linéaires limitent d'autant plus rapidement la puissance accessible que les largeurs spectrales sont fines.

L'idée d'additionner la puissance de différents émetteurs en dehors de la cavité laser permet d'augmenter la puissance disponible. Il existe pour cela différentes techniques de combinaison de faisceaux réparties en deux grandes familles : la combinaison incohérente et la combinaison cohérente.

Ces deux grandes familles sont représentées sur la figure 1.1 et détaillées dans cette section.

### 1.1.1 La combinaison incohérente

La combinaison incohérente consiste à superposer des faisceaux sans qu'ils interfèrent.

On parle d'addition incohérente lorsque les faisceaux combinés sont de même longueur d'onde mais suffisamment larges spectralement pour ne pas conduire à un état d'interférence bien défini.

Si les spectres des faisceaux ne se recouvrent pas, on peut utiliser des éléments dispersifs pour les combiner. Il s'agit alors de combinaison spectrale.

#### Addition incohérente

L'addition incohérente consiste à juxtaposer et co-aligner des faisceaux afin qu'ils illuminent la même zone sans qu'ils interfèrent.

Comme les faisceaux combinés sont larges spectralement, leur cohérence temporelle est faible et le contraste des franges obtenues est alors très réduit. Il est donc possible de superposer ces faisceaux sans que les interférences ne perturbent le profil spatial du faisceau. Cela conduit alors, en champ lointain, à une addition des puis-

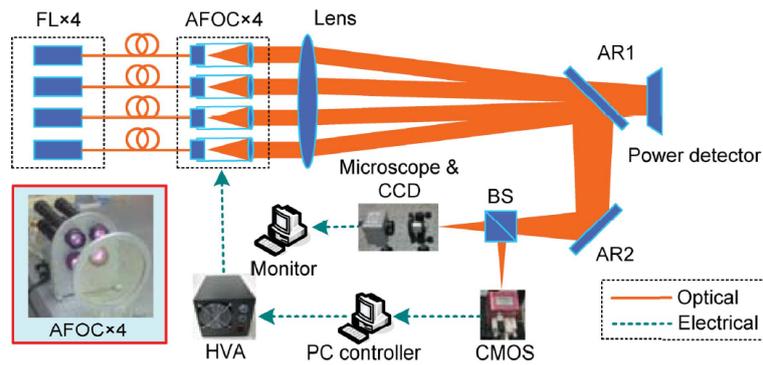


FIGURE 1.2 – Configuration expérimentale utilisée par Geng et al. [2] pour faire l’addition incohérente de quatre amplificateurs Ytterbium. Avec FL laser fibré, AR1 et AR2 miroirs, BS lame séparatrice, et HVA amplificateur haute tension.

sances laser.

Pour superposer les faisceaux deux approches coexistent. La première consiste à superposer les faisceaux soit en utilisant un télescope soit en passant par une fibre de sortie commune aux différents faisceaux. La société IPG Photonics commercialise des lasers à fibres, fonctionnant sur ce principe, délivrant jusqu’à 100 kW. Plusieurs modules de 200 W sont mis côte à côte et combinés dans une même fibre à très gros cœur. Cette source laser très étendue délivre un faisceau de sortie qui est très loin de la limite de diffraction avec un  $M^2$  et une divergence élevée<sup>1</sup>. Ces systèmes sont destinés à des applications industrielles, comme la soudure ou la découpe par laser, qui nécessitent de la puissance, mais tolèrent une qualité de faisceau dégradée.

La seconde manière de superposer les faisceaux en champ lointain est d’utiliser un système de pointage indépendant sur chaque laser. Sprangle et al. [1], par exemple, utilisent cette technique. Cela leur permet de superposer tous les faisceaux sur une cible distante. Avec ce système, ils ont démontré la combinaison incohérente de quatre faisceaux laser, sur une cible de 10 cm de rayon placée à 1,2 km. La puissance totale combinée est de 3 kW avec une efficacité de combinaison de 90%. Geng et al. [2], utilisent comme système de pointage, des moteurs piézoélectriques montés sur les ferrules des fibres de sortie. Ce système de pointage permet d’optimiser le recouvrement des faisceaux et donne aussi la possibilité de suivre un motif à l’aide d’une boucle de rétroaction. La configuration expérimentale utilisée est présentée figure 1.2. La combinaison de 4 amplificateurs ytterbium à 1064 nm de 500 W chacun, donne alors 1,5 kW en sortie.

La technique d’addition incohérente est simple à mettre en œuvre. Elle permet

1. Le  $M^2$  est le facteur de qualité d’un faisceau, il correspond à l’écart à la limite de diffraction. Lorsqu’il est de 1, le faisceau est gaussien et sa divergence sera minimum. Pour un faisceau de qualité moindre,  $M^2$  est supérieur à 1 et la divergence minimale du faisceau est multipliée par ce facteur  $M^2$ . Par exemple un faisceau de  $M^2 = 2$  sera deux fois plus divergent que le faisceau parfait limité par diffraction.

d'utiliser des lasers fibrés commerciaux à large bande spectrale. Cependant, les erreurs de pointage ou d'alignement conduisent à un diamètre de la zone éclairée d'autant plus important que le nombre de sources combinées augmente. Cette technique ne permet donc pas d'atteindre des densités de puissances optimales, en particulier à grande distance.

On pourrait également envisager de superposer additivement des faisceaux ayant des polarisations croisées. Toutefois cette technique est très limitée en nombre de sources combinées, puisqu'elle est essentiellement limitée à deux états de polarisation. Cette technique est néanmoins couramment employée dans les diodes laser de forte puissance ou comme technique de multiplexage pour les télécommunications optiques.

La méthode de combinaison incohérente la plus efficace et la plus utilisée est la combinaison spectrale.

### Combinaison spectrale

La combinaison spectrale consiste à superposer des faisceaux de longueurs d'onde différentes en utilisant un ou plusieurs éléments dispersifs (dichroïque, prisme, réseau).

Si les longueurs d'onde des faisceaux et leurs angles d'incidence sur l'élément dispersif sont en concordance, il est alors possible de renvoyer tous les faisceaux dans la même direction en conservant la qualité spatiale d'un faisceau unique. La puissance des faisceaux combinés sera alors la somme des puissances des différents faisceaux moins les pertes dues à l'élément dispersif.

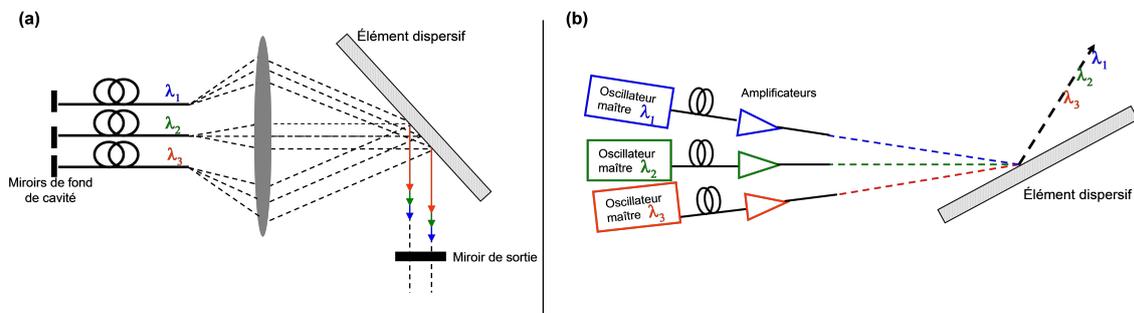


FIGURE 1.3 – Schéma de configuration de combinaison spectrale (a) en configuration laser (b) en configuration MOPA. Schéma issu de [3]

L'élément dispersif peut être placé dans la cavité laser avant un miroir de sortie commun à toutes les voies, on parle alors de configuration laser. Il peut aussi être hors de la cavité, en configuration MOPA (Master Oscillator Power Amplifier). Ces deux configurations sont schématisées sur la figure 1.3.

Sevian et al.[4] ont démontré la combinaison de cinq faisceaux entre 1062,08 nm et 1064,55 nm par cascade de réseaux de Bragg. Sur chaque réseau de Bragg, un faisceau est en incidence de Bragg et est réfléchi alors que les autres sont transmis. Le dispositif expérimental utilisé pour cette démonstration est présenté figure 1.4.

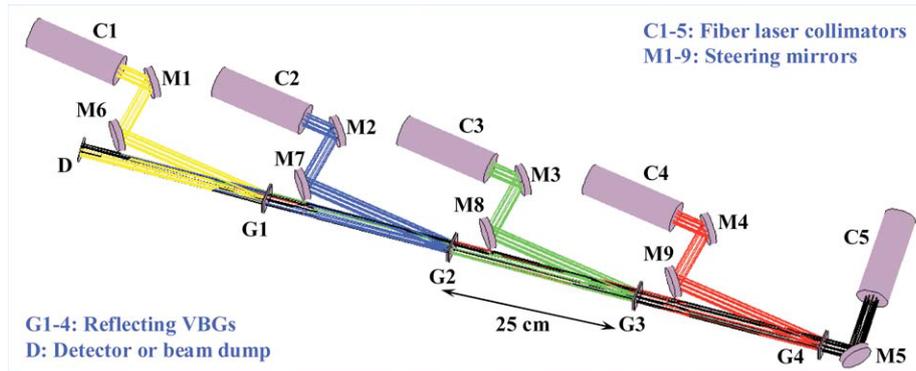


FIGURE 1.4 – Dispositif expérimental de combinaison spectrale par cascade de réseaux de Bragg [4]

La puissance totale atteinte est de 750 W et l'efficacité de combinaison est de 93%. Cette efficacité est limitée par les pertes en transmission des réseaux et les pertes par diaphonie (crosstalk).

Afzal et al.[5] ont obtenu 3,1 kW en combinant douze lasers à fibres de 280 W avec des  $M^2$  de 1,1. La combinaison spectrale conserve une bonne qualité de faisceau combiné avec un  $M^2$  final de 1,35. L'efficacité de combinaison est de 92 %.

Avec une moins bonne qualité de faisceau, le résultat obtenu par Wirth et al.[6] est aussi intéressant. En combinant quatre lasers à fibre de 2,2 kW chacun, une puissance de 7,3 kW est obtenue avec un  $M^2$  de 4,3. Le  $M^2$  est limité par la qualité de faisceau de chacun des amplificateurs quand ils émettent de telles puissances.

Le record est détenu par Honea et al. [7] avec 30 kW en combinant 96 lasers à fibre de 300 W.

La combinaison spectrale est efficace pour additionner la puissance de plusieurs lasers continus ou impulsionnels. Elle ne nécessite pas de contrôle de la phase et la qualité spatiale du faisceau combiné peut avoisiner celle des faisceaux élémentaires.

Cependant, l'élément dispersif final reçoit la totalité de la puissance, il constitue donc le point faible et limitant du dispositif. Le problème de tenue au flux de cet élément dispersif est d'autant plus critique en régime impulsionnel.

De plus, l'alignement est extrêmement sensible pour conserver une bonne qualité spatiale de faisceau tout au long de la propagation. Le choix des longueurs d'onde doit être parfaitement maîtrisé afin de déterminer l'angle d'incidence sur l'élément dispersif.

La dernière limitation tient à la qualité spectrale du faisceau combiné. En effet, le spectre du faisceau combiné est la somme des spectres des faisceaux incidents et donc un peigne de fréquences. Cela rend la combinaison spectrale inutilisable pour des applications nécessitant une source fine spectralement.

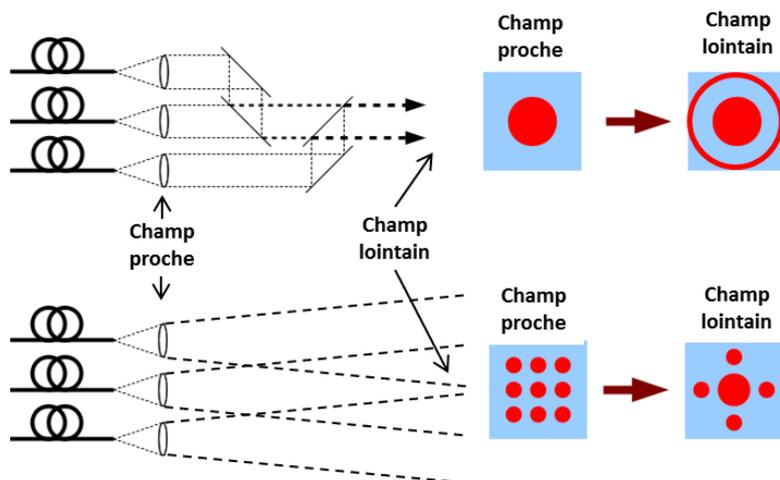


FIGURE 1.5 – Configurations géométriques de combinaison cohérente monopupillaire (en haut) et multipupillaire (en bas)

### 1.1.2 La combinaison cohérente

La combinaison cohérente consiste à combiner des faisceaux fins spectralement afin que la superposition des faisceaux crée des interférences. Pour optimiser la puissance disponible au centre de la figure d'interférence, il est nécessaire que l'état d'interférence soit bloqué dans un état constructif.

La combinaison cohérente conserve la largeur spectrale. De plus, l'intensité croît en  $N^2$ , où  $N$  est le nombre de faisceaux élémentaires.

Deux configurations géométriques sont utilisées pour combiner des faisceaux de manière cohérente :

- la configuration monopupillaire
- la configuration multipupillaire

Le schéma de la figure 1.5 représente ces deux configurations. On appelle champ proche la géométrie des faisceaux à courte distance de propagation, et champ lointain la figure d'interférence générée après une propagation suffisamment longue ou dans le plan de Fourier. Les profils spatiaux en intensité des faisceaux et des lobes d'interférences sont représentés par des ronds rouges mais sont en réalité des profils gaussiens.

La configuration monopupillaire (en haut de la figure 1.5) consiste à superposer les faisceaux "en cascade" en utilisant des lames de mélange. En champ lointain, une figure d'interférence à symétrie de révolution est alors obtenue, constituée d'un lobe central entouré d'anneaux concentriques.

Pour la configuration multipupillaire (en bas de la figure 1.5), les faisceaux sont juxtaposés et se propagent librement. Compte tenu de leurs divergences naturelles, les faisceaux se superposent en champ lointain. La figure d'interférence est alors un réseau périodique en deux dimensions de lobes d'interférences.

Dans ces deux configurations, il faut s'assurer que la différence de phases entre les différents faisceaux reste stable afin que la figure d'interférence soit dans un état d'interférence fixe.

Pour cela, il faut maintenir les faisceaux en phase. Lorsqu'il n'y a pas d'intervention extérieure sur la phase, la combinaison cohérente est dite passive. Au contraire de la combinaison cohérente active qui nécessite un asservissement externe de la phase.

### Combinaison cohérente passive

La combinaison cohérente passive consiste à faire interférer les différents faisceaux et à les mettre en phase sans intervention extérieure. Pour cela, des configurations auto-organisées sont utilisées.

#### *Combinaison par cavité commune*

Cette technique consiste à coupler les cavités laser par un miroir commun. Chaque cavité injecte alors sa phase dans les autres cavités par le biais des modes de cavités. Le gain laser est alors réparti entre tous les milieux lasers couplés. Seuls les modes de cavités communs à toutes les cavités sont alors amplifiés et le gain est maximum pour ces modes.

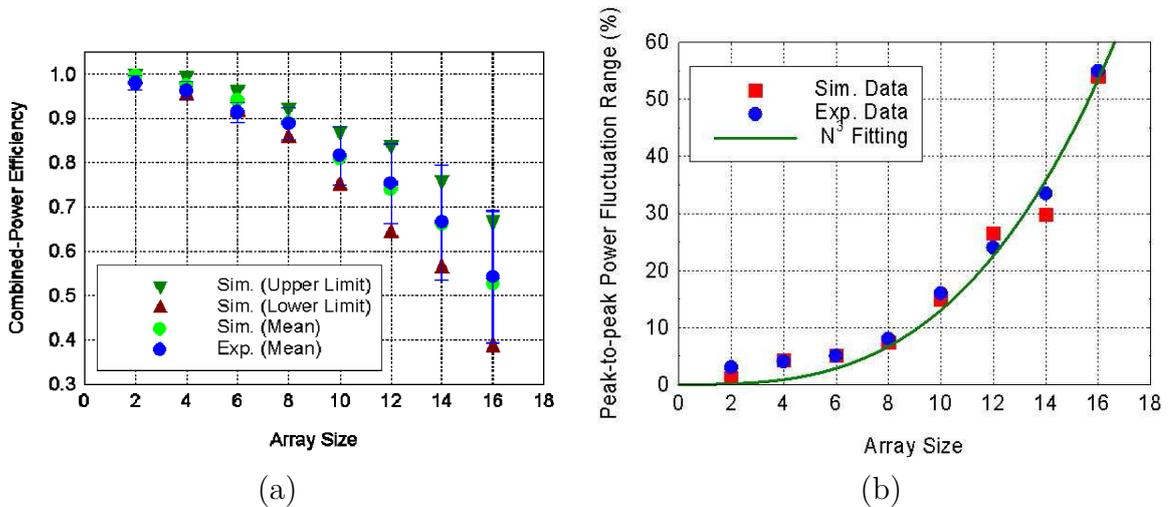


FIGURE 1.6 – Comparaison expérience et théorie (a) de l'efficacité de combinaison (b) des fluctuations de puissance, en fonction du nombre de voies. Courbes issues de [8]

Le problème consistant à trouver des modes de cavités communs à  $N$  cavités de longueurs différentes n'a de solutions que si  $N < 20$ . La comparaison entre l'expérience et la théorie a été faite par Chang et al. [8]. Les courbes de l'efficacité de combinaison et les fluctuations de puissance en fonction du nombre de voies sont tracées sur la figure 1.6. On observe que les fluctuations de puissance laser croissent au cube du nombre de lasers combinés et que l'efficacité de combinaison décroît avec le nombre de lasers combinés. En dessous de dix lasers combinés, les fluctuations de puissance

restent en dessous de 15 % et l'efficacité de conversion reste au dessus de 0,8. Cela montre que la combinaison cohérente passive est intéressante pour mettre en œuvre la combinaison d'un petit nombre de sources.

Bruesselbach et al.[9], a obtenu 200 W en combinant dix amplificateurs ytterbium qui sont auto-organisés grâce à la réflexion d'un miroir de fond de cavité. La puissance est limitée par les problèmes de dépolarisations en sortie des amplificateurs ytterbium à haute puissance et par la rapide dégradation dans le temps (de l'ordre du mois) de ces amplificateurs à fibre.

#### *Combinaison par juxtaposition de lasers*

L'avantage de la juxtaposition de lasers tient au fait de ne pas être limitée en puissance par le seuil de dommage du miroir de fond de cavité. L'auto-organisation est alors effectuée par la réinjection d'une fraction du signal d'interférence dans les N sources lasers. En conséquence, les cavités sont très longues ce qui implique que la longueur de chaque cavité varie toujours un peu en fonction du temps. Ainsi, les modes de cavités communs fluctuent au cours du temps créant des instabilités. La limite en nombre de cavités est donc la même que dans le cas précédent.

Afin de dépasser cette limite, Jeux et al.[10] ont eu l'idée d'ajouter un degré de liberté au problème de choix du mode de cavité commun. Pour cela, ils ont ajouté un masque à contraste de phase. Ce masque à contraste de phase permet de transformer une différence de phase en différence d'amplitude avant de réinjecter les cavités. Cette différence d'amplitude influe sur le gain de l'amplificateur tant que celui-ci est en dessous de son gain saturé. Cette différence de gain entre les amplificateurs joue aussi sur la différence de phase entre les faisceaux et on assiste à un processus itératif qui permet de stabiliser la différence de phase entre les cavités. Ce degré de liberté supplémentaire leur permet de combiner en théorie jusqu'à 20 sources lasers avec une efficacité de 80%, et en réduisant considérablement les instabilités de puissances. La configuration expérimentale utilisée pour combiner quatre sources avec cette technique [11] est présentée figure 1.7.

La combinaison cohérente passive est une technique relativement simple à mettre en œuvre et bien adaptée, mais qui reste limitée à la mise en phase d'un faible nombre de faisceaux laser. Pour augmenter le nombre de lasers à combiner, la combinaison cohérente par contrôle actif de la phase est mieux adaptée.

### **Combinaison cohérente active**

La combinaison cohérente par contrôle actif de la phase consiste à faire interférer les différents faisceaux et à mettre en place une boucle de rétroaction agissant sur la phase de chacun afin de bloquer les interférences dans un état constructif.

Le principe de la combinaison cohérente par contrôle actif de la phase est présenté figure 1.8. L'idée est de partir d'un oscillateur maître de faible puissance séparé en N voies. Après amplification dans N amplificateurs, les faisceaux sont superposés

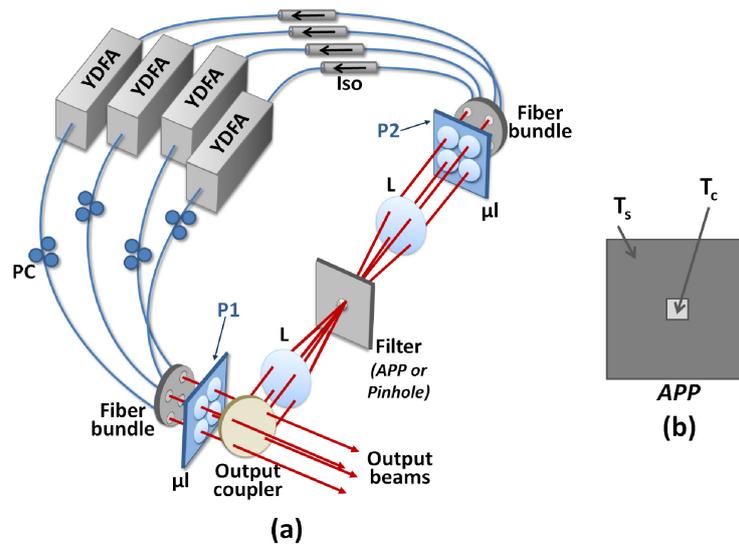


FIGURE 1.7 – (a) Schéma de montage utilisé par [11] afin de combiner 4 amplificateurs avec une lame hybride phase amplitude (APP). Avec  $\mu l$  le réseau de microlentilles, L lentille convergente, PC contrôleur de polarisation, Iso l’isolateur, YDFA les amplificateurs fibrés dopés Ytterbium et P1 et P2 les plans images. (b) la lame hybride phase amplitude avec  $T_c$  transmission de la partie centrale,  $T_s$  transmission de la partie extérieure correspondant aux motifs hautes fréquences en champ lointain.

afin d’interférer. Une mesure de la phase est alors effectuée afin de fermer la boucle d’asservissement. N modulateurs de phase sont utilisés pour effectuer la correction de phase.

Il existe deux familles de modulateurs de phase. La première utilise l’effet piézo-électrique, soit pour étirer une fibre et ainsi changer sa longueur soit en déplaçant un miroir ou une lame à angle. Les limitations des modulateurs piézoélectriques sont l’hystérésis et le temps de réponse. Comme la fréquence de coupure des piézoélectriques est limitée à la dizaine de kHz, les fluctuations de phase ne peuvent être compensées que si elles sont inférieures au kHz.

La deuxième famille de modulateurs de phase utilise l’effet électro-optique. En appliquant une tension sur un cristal non linéaire, l’indice du cristal change et modifie la longueur du chemin optique parcouru par l’onde le traversant ainsi que sa phase. Ces modulateurs sont très pratiques pour leur compacité et leur robustesse. De plus, ils sont très rapides, ayant une bande passante allant jusqu’à plusieurs dizaines de GHz. En contrepartie, ils sont chers et ont une mauvaise tenue au flux ce qui nécessite de les placer en amont des amplificateurs.

#### *Technique de l’analyse collective de la phase*

Cette technique s’applique aux configurations multipupillaires. Elle consiste à superposer la figure d’interférence en champ très proche, quand les faisceaux sont encore séparés spatialement, avec un champ de référence issu de l’oscillateur maître. L’ana-

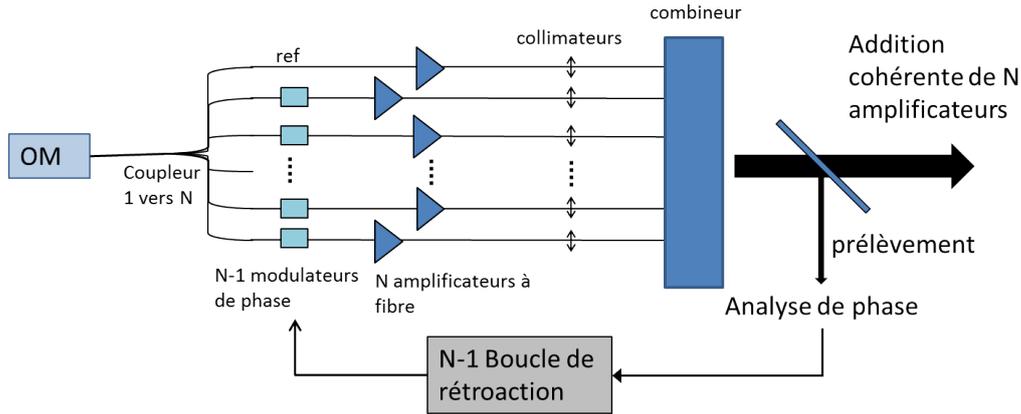


FIGURE 1.8 – Schéma de principe de la combinaison cohérente par contrôle actif de la phase

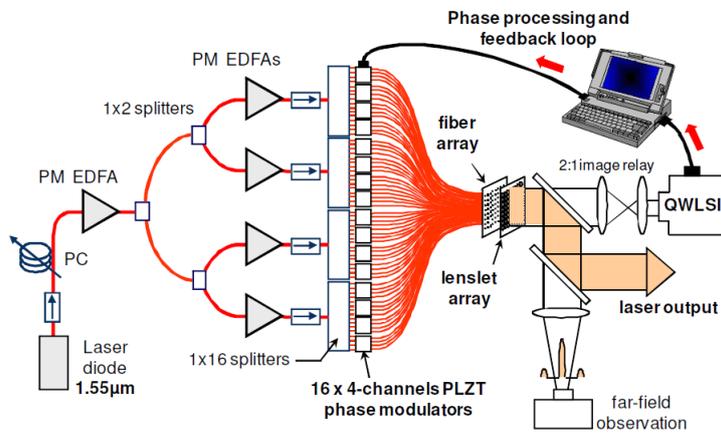


FIGURE 1.9 – Montage utilisé par Bourderionnet et al. pour faire la combinaison de 64 amplificateurs fibrés [12] avec QWSI Quadriwave Lateral Shearing Interferometer

lyse des franges d'interférences générées entre les lobes d'intensité des faisceaux et le faisceau de référence permet de calculer la différence de phase avec l'oscillateur maître dans chaque pupille laser, et donc de déterminer la correction de phase à appliquer afin de mettre tous les faisceaux en phase.

Avec cette méthode, Bourderionnet et al. [12] ont réalisé la combinaison cohérente de 64 fibres amplificatrices avec une différence de phase résiduelle inférieure à  $\lambda/10$  rms<sup>2</sup>. Le montage utilisé par Bourderionnet et al. [12] pour effectuer la combinaison de 64 fibres est présenté figure 1.9. Yu et al. [13] ont combiné, toujours avec cette méthode, 32 fibres PM disposées dans une matrice 2D avec une erreur de phase résiduelle de  $\lambda/50$  rms.

La complexité de cette méthode repose sur les contraintes qu'elle impose à la caméra. En effet, il faut une caméra dont le champ soit suffisamment grand pour

2. le  $\lambda/N$  est une erreur de phase résiduelle rapportée au chemin optique. On considère une bonne qualité de mise en phase pour  $N > 15$ . Sa définition est présentée dans la section 3.3.2.

imager toutes les pupilles lasers, dotée d'une résolution permettant de résoudre les franges entre les pupilles et assez rapide pour pouvoir mesurer les fluctuations de phase des amplificateurs, d'autant plus que le temps de traitement n'est pas non plus négligeable. Le taux de rafraîchissement des phases est donc limité avec cette méthode mais elle fonctionne bien dans des cas où les fluctuations de phase sont lentes (inférieures à une dizaine de Hz).

#### *Technique de la diffusion itérative d'erreur*

La méthode de diffusion itérative d'erreurs n'a besoin que d'un seul détecteur. Celui-ci, placé dans un plan où les faisceaux se superposent, est diaphragmé pour ne collecter qu'une fraction du lobe central d'interférence. L'asservissement procède à la maximisation de l'intensité reçue par ce détecteur (et donc du lobe central), ce qui revient à mettre en phase les différentes voies et ainsi stabiliser la figure d'interférence.

Le but est de rechercher, parmi les combinaisons de déphasages possibles, celle qui maximisera l'intensité du lobe central. Pour cela, ce processus itératif se base sur le principe de la diffusion d'erreur ("multidither" en anglais). A chaque itération, les modulateurs de phase sont écartés de leur position précédente de manière à déformer le front d'onde. L'algorithme calcule la dérivée du signal d'erreur afin de maximiser l'intensité reçue par le détecteur. Pour atteindre la convergence, c'est-à-dire obtenir l'intensité maximale, le processus a besoin d'un certain nombre d'itérations qui dépend du nombre de voies considérées et de l'amplitude de l'erreur ajoutée sur les modulateurs de phase pour déformer le front d'onde. Si cette erreur est faible, l'erreur de phase résiduelle, une fois la convergence atteinte, sera moindre mais la convergence sera plus longue à obtenir. En outre, le nombre d'itérations dépend également de la puissance de l'algorithme choisi. En général, il est basé sur le principe de descente par gradient stochastique parallèle (SPGD). Cette technique itérative est issue de l'optique adaptative, utilisée notamment pour compenser la turbulence atmosphérique, mais qui peut être aussi utilisée pour combiner de manière cohérente des sources laser. Cette méthode traite les  $N$  voies combinées en simultané à chaque itération, pour optimiser le nombre d'itérations nécessaire à la convergence.

Yu et al.[14] ont obtenu 4 kW à 1064 nm en utilisant la technique de diffusion itérative d'erreur avec un algorithme SPGD. Huit amplificateurs ytterbium fibrés avec des  $M^2$  de 1,1 ont été combinés, permettant d'obtenir un  $M^2$  de 1,25. La qualité de mise en phase est aussi excellente avec une erreur de phase résiduelle de  $\lambda/40$  rms.

Cependant, la bande passante de cette méthode est limitée par la vitesse de rafraîchissement des phases. De plus, elle est moins précise en mise en phase que la méthode d'analyse collective de la phase, car elle ne se base pas sur la mesure de phase mais sur l'optimisation de l'intensité dans le lobe central. En conséquence, il n'est pas possible pour l'algorithme de faire la différence entre une variation de phase et une fluctuation d'intensité de l'un des  $N$  amplificateurs.

#### *Technique du marquage en fréquence*

La combinaison cohérente par marquage en fréquence consiste à moduler la phase

de chacune des voies avec une sinusoïde à une fréquence de marquage spécifique à l'aide de modulateurs de phase. Une voie peut rester sans modulation et sera alors la voie de référence. En démodulant à chacune des fréquences de marquage le signal d'interférence, il est possible de remonter au signal d'erreur de chacune des voies. N-1 contrôleurs PID (proportionnel intégral dérivé) peuvent alors être utilisés pour déterminer les déphasages à appliquer sur chacune des N voies afin de bloquer les interférences sur un état constructif. La théorie de la combinaison cohérente par marquage en fréquence sera détaillée dans la section 2.1.

Flores et al. [15] détiennent le record de puissance par combinaison cohérente par contrôle actif de phase, toutes techniques confondues. La mise en phase de 16 amplificateurs a été réalisée, permettant d'atteindre une puissance totale de 1,4 kW avec une erreur de phase résiduelle de  $\lambda/25$ .

Les techniques de modulation fréquentielle ont l'avantage d'être simples à réaliser optiquement, puisqu'elles ne nécessitent qu'un seul détecteur. De plus, la bande passante du système n'est plus limitée par un processus itératif comme pour la diffusion d'erreurs. En effet, la modulation fréquentielle propre à chaque voie permet de paralléliser les traitements des signaux, rendant possible l'utilisation de toute la bande passante. Par ailleurs, en particulier dans le cas d'une référence interne non modulée, la démodulation synchrone permet d'obtenir directement le déphasage entre les voies.

Cependant, la difficulté réside dans la gestion des fréquences de modulation, puisqu'il faut éviter leur recouvrement, ainsi que dans la mise en œuvre d'un grand nombre de systèmes d'asservissement. Enfin, la sur-modulation a pour conséquence un élargissement spectral de la source. En contrepartie, elle induit une robustesse accrue de la mise en phase et une différence de phase résiduelle stable quand le nombre de sources augmente.

Il existe d'autres technique comme la PIM (Phase Intensity Mapping) [16] qui a permis de combiner 35 amplificateurs ce qui constitue un record en termes de nombres d'amplificateurs combinés.

### 1.1.3 Intérêts de la combinaison cohérente

Outre la montée en puissance laser, la combinaison cohérente en configuration multipupillaire (voir la partie basse de la figure 1.5) offre une capacité supplémentaire : la mise en forme de front d'onde en temps réel. Cela permet de compenser les turbulences lors de la propagation du faisceau dans l'atmosphère et de contrôler finement le faisceau afin d'effectuer le suivi d'une cible.

#### Compensation des turbulences

Le contrôle de la phase de chaque pupille laser permet, à la façon d'un miroir déformable utilisé en optique adaptative, de modeler le front d'onde laser global. Cela peut être utile pour pré-compenser l'impact sur ce front d'onde des turbulences

atmosphériques.

Lorsque un faisceau laser se propage, il peut être perturbé par le milieu dans lequel il se propage. Les turbulences de l'atmosphère créent des variations d'indice et induisent des déformations du front d'onde lorsque le faisceau les traverse. Il y a trois principaux effets de la turbulence atmosphérique sur un faisceau laser.

Le premier effet de la turbulence atmosphérique est induit par les mouvements de l'air à grande échelle, qui conduisent à une inclinaison du front d'onde laser et donc à une déviation de la direction du faisceau. En effet la direction du faisceau est perpendiculaire à la tangente du front d'onde.

Un second effet possible de la turbulence atmosphérique est dû aux tourbillons de plus petites tailles, plus localisés qui déforment le profil spatial du faisceau. Cela se traduit par l'étalement du faisceau laser.

Le troisième effet est lui aussi induit par des déformations locales du front d'onde, et se traduit par des fortes inhomogénéités de densité de puissance locale dans le faisceau, ce qui conduit à un phénomène de scintillation (i.e. des « points chauds » dans le faisceau).

Pour préserver la qualité de faisceau et donc une faible valeur de  $M^2$ , il faut conserver la régularité du front d'onde tout au long de la propagation du faisceau. Pour cela, comme avec un miroir déformable, on procède à l'analyse préalable des déformations induites par l'atmosphère turbulente. On peut alors tenter de reproduire, par un contrôle de phase approprié des pupilles laser, une déformation de front d'onde inverse. Lors de la propagation du faisceau laser jusqu'à sa cible, ce front d'onde sera déformé par les turbulences atmosphériques en front d'onde plan. Cette technique est appelée optique adaptative cohérente.

La faisabilité de la technique d'optique adaptative cohérente a été démontrée par Pearson et al. [17]. Plus récemment, Vorontsov et al. [18] ont fait la démonstration expérimentale de la combinaison de 21 faisceaux avec des largeurs spectrales de 1 GHz à 7 km de distance, permettant ainsi de déposer environ 500 W sur la cible dans des conditions où les turbulences allaient de moyennes à fortes.

La combinaison cohérente par marquage en fréquence sur une cible distante a été démontrée à l'ONERA [3, 19], en utilisant pour l'analyse de phase le signal rétro-diffusé par la cible. Le dispositif expérimental est présenté figure 1.10.

Par rapport à l'optique adaptative, l'avantage de cette approche est d'éviter les effets de bords des segments d'un miroir déformable, qui peuvent induire une déformation dommageable du front d'onde laser. Par contre, cette technique est moins employée et donc moins maîtrisée que l'optique adaptative. De plus l'optique adaptative permet une correction en terme de piston et de tilt, alors que la technique d'optique adaptative cohérente ne permet qu'une correction en piston de phase.

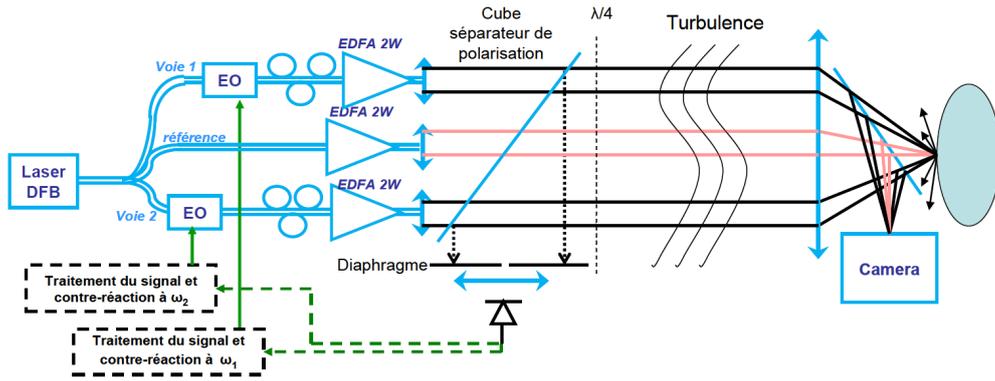


FIGURE 1.10 – Dispositif expérimental de compensation de la turbulence atmosphérique sur une cible distante en utilisant son signal rétrodiffusé. Schéma issu de [3]

### Déviatoin du faisceau

Une autre possibilité de la mise en forme de front d'onde par contrôle actif de la phase est de faire de la déviation de faisceau. Cela est utile pour faire du pointage fin à distance et donc du suivi de cible.

Au lieu d'annuler les différences de phase entre les voies combinées grâce à l'asservissement (figure 1.11a), il est possible de générer une rampe de phase (figure 1.11b). Cette rampe de phase provoque une inclinaison du front d'onde et donc décale le lobe central sur la figure d'interférence. L'angle de déviation dépend de la pente de la rampe de phase.

Une autre technique possible, pour les méthodes de combinaison cohérente où le détecteur de mise en phase se situe là où les faisceaux se superposent est de déplacer le détecteur dans la figure d'interférence. Le système rétroagit alors pour maximiser l'intensité reçue par le détecteur à sa nouvelle position.

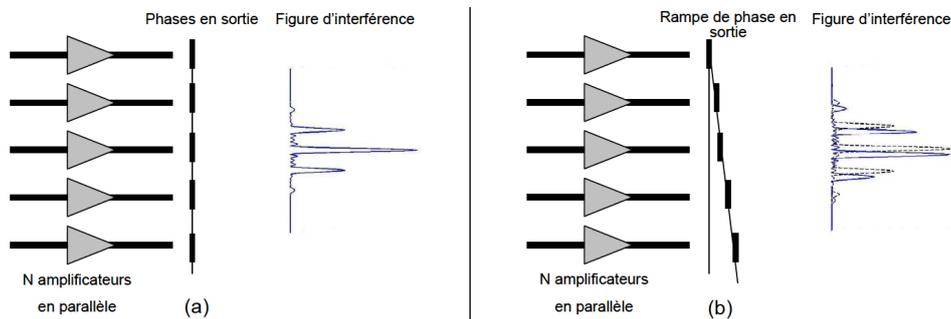


FIGURE 1.11 – Schéma de principe de la déviation de faisceau : profils de phase à appliquer pour réaliser (a) la combinaison cohérente et (b) la déviation de faisceau. Schéma issu de [3]

C'est la technique utilisée par Bruesselbach et al. [20]. Ils ont ainsi effectué la combinaison cohérente de 7 voies par marquage en fréquence en modulant la puissance

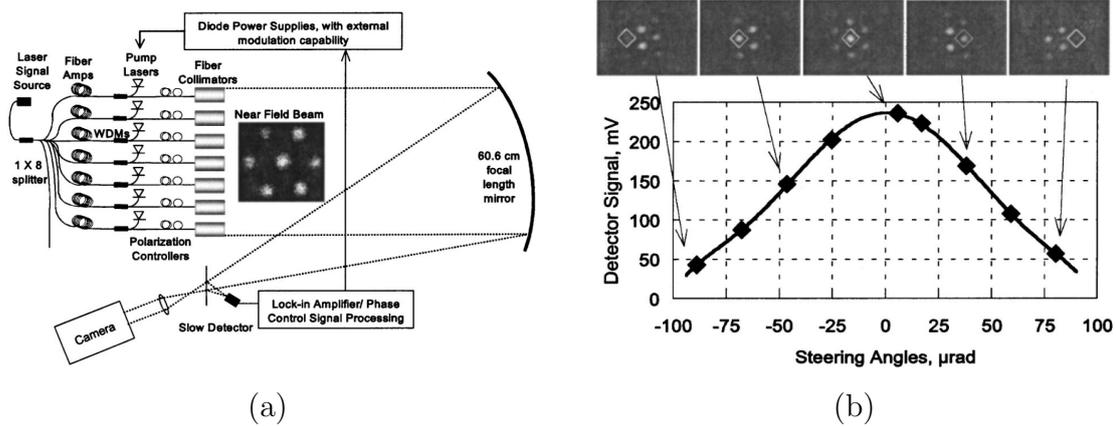


FIGURE 1.12 – (a) Dispositif expérimental utilisé par Bruesselbach et al. pour faire de la déviation de faisceau en déplaçant le détecteur "lent". (b) Signal reçu par le détecteur "lent" en fonction de l'angle de déviation avec les figures d'interférences en champ lointain correspondant aux différents points de mesures. [20]

de pompage des fibres. En déplaçant le détecteur de mise en phase, ils ont obtenu une déviation de  $\pm 75 \mu\text{rad}$ . Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 1.12a. La figure 1.12b présente la courbe du signal reçu par le détecteur en fonction de sa position et l'image en champ proche de la figure d'interférence correspondant à cette position du détecteur.

On observe que la déviation ne peut se faire que sur un interfrange dans la figure d'interférence. L'angle de déviation est donc forcément faible et l'utilisation de la déviation de faisceau est limitée aux activités de pointages ou de suivi fin. Il faut noter que la combinaison passive permet elle aussi le suivi de cible. Pour cela, au lieu de faire un prélèvement sur l'axe optique, en choisissant l'endroit du prélèvement, on observe les mêmes effets d'ajustements angulaires.

## Conclusion sur la combinaison de faisceaux

Un tableau récapitulatif des avantages et inconvénients des différentes techniques de combinaison de faisceaux est présenté table 1.1. La combinaison incohérente permet une augmentation de puissance, mais implique des sources larges spectralement (addition incohérente) ou des sources à des longueurs d'onde différentes (combinaison spectrale). Cette technique n'est donc pas adaptée à des applications nécessitant des sources fines spectralement.

La combinaison cohérente passive permet des montages simples, mais est vite limitée en nombre de sources à combiner à cause d'instabilités de puissance. La combinaison cohérente active nécessite des montages plus compliqués en termes d'électronique, étant donné qu'il faut mettre en place un contrôle actif de la phase, mais permet de combiner plus de sources.

| Techniques de combinaison     | Avantages   | Inconvénients  |
|-------------------------------|---|--|
| Addition Incohérente          | Simplicité<br>Possibilité d'utiliser des lasers commerciaux | $N < 10$<br>Divergence du faisceau<br>Largeur spectrale  |
| Combinaison Spectrale         | Grande efficacité   | $N < 20$<br>Tenue au flux du réseau<br>Complexité d'alignement<br>Largeur spectrale                              |
| Combinaison Cohérente Passive | Pas d'asservissement<br>Bonne qualité spectrale             | $N < 20$<br>50 si ajout de degrés de liberté<br>Instabilités de puissance  |
| Combinaison Cohérente Active  | Nombre de sources<br>Simplicité optique                     | Complexité électronique :<br>Choix des fréquences de marquage<br>Bande passante<br>Précision de l'asservissement |

TABLE 1.1 – Tableau comparatif des différentes techniques de combinaison de faisceaux.

De plus, la combinaison cohérente active a l'avantage de permettre le suivi de cible et de compenser les turbulences lors de la propagation atmosphérique.

En conséquence, c'est la technique de combinaison cohérente par contrôle actif de la phase par marquage en fréquence qui a été retenue à l'ONERA, et qui est mise en œuvre dans la suite de ce travail de thèse.

La combinaison cohérente est limitée aux longueurs d'onde accessibles aux lasers. Pour atteindre d'autres plages de longueurs d'onde, il faut utiliser des convertisseurs de fréquences.

## 1.2 Les convertisseurs de fréquences optiques

Pour certaines applications, il est nécessaire de disposer de sources cohérentes, c'est-à-dire avec de bonnes qualités spatiales et spectrales, à des longueurs d'onde spécifiques.

Le spectre de transmission de l'atmosphère détermine les plages de longueurs d'onde utilisables pour des applications de transmission à longues portées. Sur des grandes longueurs de propagation, hors de ces bandes de transmission, le rayonnement serait considérablement absorbé ou diffusé, notamment par la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone. La figure 1.13 représente en blanc le spectre en transmission de l'atmosphère.

Sur cette figure, la transmission de l'atmosphère est mise en regard des sources

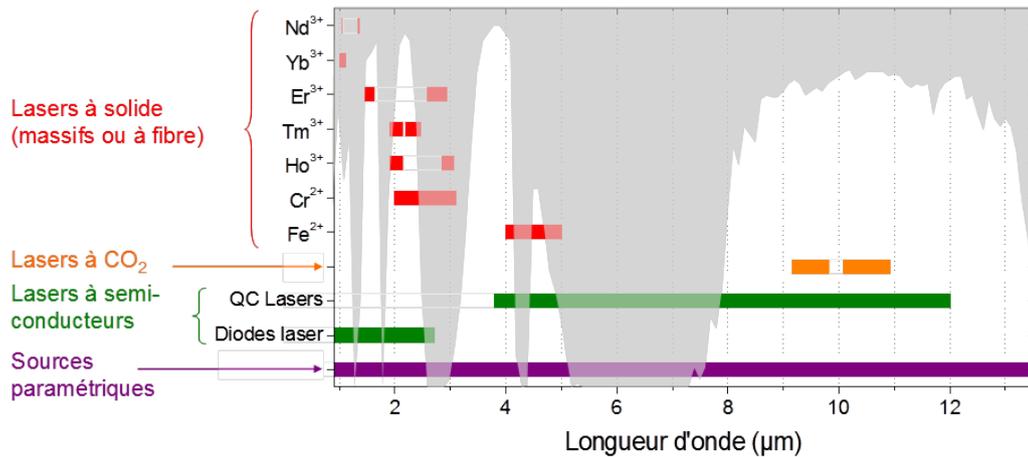


FIGURE 1.13 – Plages d’émission en longueurs d’ondes des différents types de laser et des sources paramétriques en comparaison avec l’absorption de l’atmosphère (en blanc)

laser et non linéaires disponibles. On observe que le visible et le proche infrarouge sont plutôt bien couverts par les lasers solides (en rouge).

Lorsque les longueurs d’ondes augmentent, les lasers disponibles sont plus rares. A deux exceptions près : les lasers  $CO_2$  autour de  $10 \mu m$  (en orange) et les lasers semi-conducteurs (en vert) qui couvrent une large plage de longueur d’onde, mais ne permettent pas d’atteindre le même compromis puissance-qualité de faisceaux que d’autres lasers.

Les sources paramétriques (en violet), appelées aussi convertisseurs de fréquences, permettent en additionnant ou soustrayant deux fréquences optiques issues d’un laser, d’accéder à toutes ces plages de longueurs d’onde. Ces sources sont basées sur des processus d’optique non linéaire qui consistent à faire interagir des ondes de différentes longueurs d’onde dans un cristal non linéaire afin de générer des nouvelles longueurs d’onde.

L’optique non linéaire se distingue de l’optique linéaire où la relation entre la polarisation électronique et le champ électrique de la lumière est donnée par l’équation :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad (1.1)$$

Avec  $\epsilon_0$  la perméabilité diélectrique du vide et  $\chi$  la susceptibilité électrique linéaire.

En optique linéaire, du fait de cette relation, il n’y a pas possibilité de couplage entre composantes spectrales différentes.

Lorsque le champ électrique est important c’est-à-dire typiquement pour des intensités optiques  $I_o > 0,25 \text{ MW/cm}^2$ , la polarisation électronique et le champ électrique ne sont plus linéairement dépendants. Il faut alors prendre en compte des termes d’ordre supérieur dans l’expression de la susceptibilité électrique. On procède alors à un développement limité de la susceptibilité jusqu’au premier ou au second ordre, suivant les propriétés de symétrie du milieu diélectrique.

La relation entre polarisation électronique et champ électrique devient alors :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots \quad (1.2)$$

avec  $\chi^{(i)}$  la susceptibilité électrique au  $i$ -ième ordre, qui est un tenseur de rang  $i + 1$ . Ce sont ces termes supplémentaires qui permettent un échange d'énergie entre les différentes ondes électromagnétiques, et donc la conversion de fréquences.

Du fait de la symétrie des cristaux, de nombreux éléments des tenseurs  $\chi^{(n)}$  sont nuls. En particulier, lorsque le milieu est centrosymétrique, tous les tenseurs d'ordre pair deviennent nuls. Ainsi, dans de tels milieux, le tenseur de susceptibilité non linéaire d'ordre le plus bas non nul est  $\chi^{(3)}$  tandis qu'il s'agit de  $\chi^{(2)}$  dans les milieux non centrosymétriques.

Dans la grande majorité des cas, on peut limiter le développement de l'équation 1.2 à l'ordre de tenseur non linéaire non nul le plus bas. En conséquence, on se limite à  $\chi^{(2)}$  dans les milieux non centrosymétriques. Dans les autres milieux, il faut développer l'équation jusqu'au  $\chi^{(3)}$ .

Les sources paramétriques optiques abordées dans cette thèse reposent sur le processus non linéaire de mélange à trois ondes. Ce processus a uniquement lieu au sein des matériaux non linéaires non centrosymétriques où on se limite au  $\chi^{(2)}$ .

Le mélange à trois ondes donne la possibilité de générer des ondes électromagnétiques à la fréquence somme et différence. Les sources non linéaires particulièrement intéressantes dans le cadre de cette thèse, c'est-à-dire la génération de seconde harmonique (SHG), la génération de différence de fréquences (DFG) et l'oscillateur paramétrique optique (OPO) sont rappelées ci-dessous.

Les convertisseurs de fréquences optiques permettent d'accéder à de nouvelles longueurs d'onde mais sont limités en rendement par différents phénomènes :

- Le défaut quantique, par exemple, est limitant dans le cas de la DFG (nul pour la SHG).
- Le "walk-off" spatial induit un décalage spatial des ondes impliquées dans la conversion de fréquences, ce qui réduit la longueur d'interaction entre les différentes ondes.
- Le photo-noircissement induit par les photons visible, dégrade la transmission du cristal et nécessite un cycle de chauffage du cristal qui amoindrit sa durée de vie. Pour l'éviter, il faut que les ondes visibles restent en dessous d'un certain seuil de puissance.
- Le rendement augmente quand la longueur du cristal augmente, cependant les cristaux sont limités en longueur maximale par les techniques de croissance. Pour pallier cette limitation, une possibilité est de focaliser les faisceaux, mais la saturation locale, pour des faisceaux gaussiens, devient alors gênante.
- Les effets thermiques puis les seuils de dommage en surface (traitements anti-reflets) et en volume du cristal, restreignent aussi les puissances de pompe et la focalisation maximale utilisables.

Pour obtenir un fort rendement de conversion, une solution de plus en plus répandue

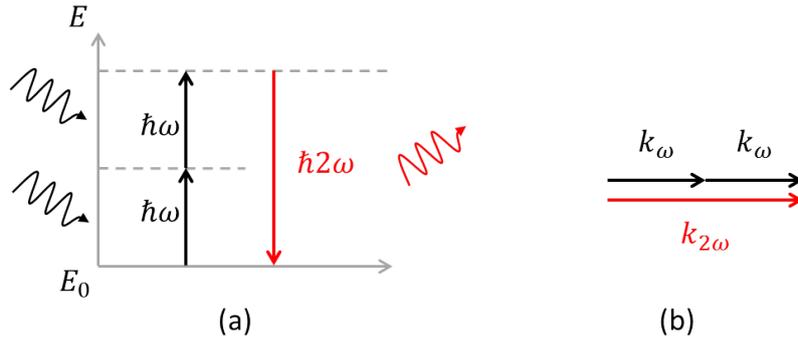


FIGURE 1.14 – (a) Diagramme d'énergie du processus de génération de seconde harmonique. (b) Représentation schématique de la conservation de l'impulsion.

consiste à utiliser des cristaux polarisés périodiquement. En effet, ces cristaux ont un plus grand coefficient non linéaire, qui permet d'utiliser des cristaux plus courts et de focaliser moins, ce qui repousse les limites en terme de seuil de dommage et de saturation locale. Les différentes solutions pour augmenter les rendements atteignables sont présentées dans la description des différents convertisseurs.

### 1.2.1 Génération de seconde harmonique

La génération de seconde harmonique est le cas particulier de génération de somme de fréquences où les deux ondes injectées sont identiques. La conservation de l'énergie s'écrit donc  $\omega + \omega = 2\omega$ .

Le diagramme d'énergie du processus de génération de seconde harmonique est présenté figure 1.14a. Sur la figure 1.14b, la conservation de l'impulsion est présentée dans le cas colinéaire à travers les vecteurs d'onde  $\vec{k}_\omega$  et  $\vec{k}_{2\omega}$ .

La génération de seconde harmonique donne donc accès à des fréquences plus élevées et donc des longueurs d'onde plus petites. La génération de seconde harmonique à partir d'un laser  $CO_2$  à  $10 \mu\text{m}$  donne une seconde harmonique à  $5 \mu\text{m}$ . Mais de manière générale, le visible, l'UV et le proche infrarouge sont des longueurs d'onde accessibles à la génération de seconde harmonique. La SHG est utilisée couramment pour obtenir un rayonnement vert à  $532 \text{ nm}$ , à partir d'un laser Nd :YAG émettant à  $1064 \text{ nm}$ .

Parmi les différents montages de génération de second harmonique, le plus simple utilise un unique cristal. Pullen et al.[21] obtiennent  $2,3 \text{ W}$  à  $514,5 \text{ nm}$  en utilisant un unique cristal de niobate de lithium polarisé périodiquement et dopé au magnésium (PPMgLN) avec un rendement de  $32 \%$ . Ce fort rendement est rendu possible par une optimisation des paramètres géométriques comme la focalisation et la longueur du cristal. De plus, le PPMgLN résiste mieux au photo-noircissement que le PPLN seul. Le schéma du montage utilisé pour obtenir ce rendement de  $32 \%$  est présenté figure 1.15. Un laser fibré à  $1029 \text{ nm}$ , amplifié dans un amplificateur à fibre, permet

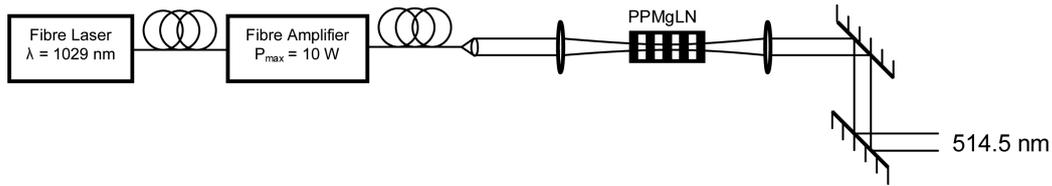


FIGURE 1.15 – Schéma de montage pour faire de la génération de seconde harmonique dans un unique cristal en simple passage par Pullen et al.[21]

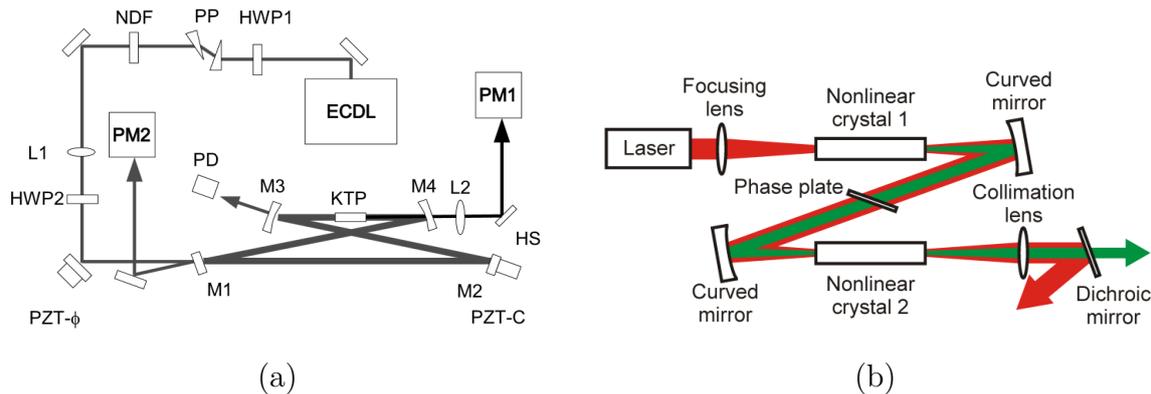


FIGURE 1.16 – Schéma de montage de générateur de seconde harmonique (a) intra-cavité utilisé par Hayasaka et al.[22]. Avec NDF densité neutre, PP paire de prisme, HWP lame demi onde, PD photodiode, PZT moteur piézoélectrique, HS miroir dichroïque, PM puissance-mètre (b) en cascade comme présenté par Hansen et al.[23]

d'obtenir une puissance de pompe de 10 W. Le faisceau est alors collimaté puis focalisé au centre du cristal de PPMgLN. Une lentille en sortie du cristal recollimate le faisceau, avant de séparer le faisceau de pompe du faisceau harmonique à l'aide de miroirs dichroïques. Un effet de saturation est visible à partir de 3 W, imputé à l'effet de photo-noircissement induit par le faisceau doublé.

Une autre possibilité est de placer le cristal doubleur dans une cavité, ce qui permet de faire traverser l'onde fondamentale plusieurs fois dans le cristal et d'atteindre des rendements plus importants. Cependant, le montage est alors beaucoup plus complexe car il est nécessaire d'asservir la cavité. Hayasaka et al. [22] ont obtenu un rendement proche de 50 % en générant 22,8 mW de vert par doublage dans un cristal de KTP placé dans une cavité. Le schéma de montage est présenté figure 1.16a.

Une dernière solution peut être de placer plusieurs cristaux en cascade. Hansen et al. [23] ont choisi un premier cristal pour son fort coefficient non linéaire et le suivant pour sa tenue au flux. Le schéma de montage est présenté figure 1.16b. Ils obtiennent 3,7 W à 532 nm avec une très bonne qualité de faisceau ( $M^2=1,25$ ). Il est possible d'ajouter d'autres cristaux à la suite pour augmenter encore le rendement, ce qui accroît aussi la complexité.

Ces différents montages sont toujours limités soit par la puissance de pompe disponible soit par la tenue au flux des cristaux.

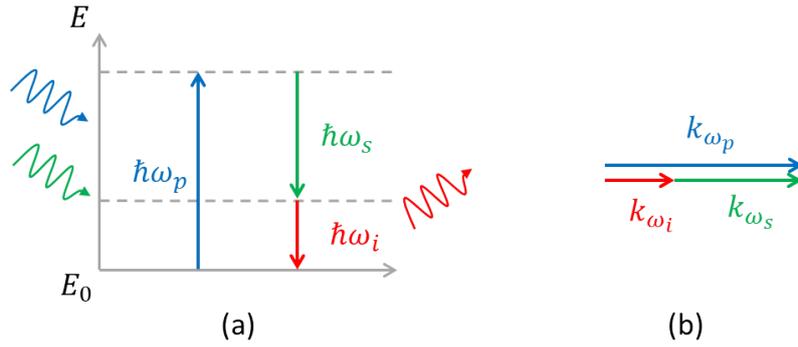


FIGURE 1.17 – (a) Diagramme d'énergie du processus de génération de différence de fréquences. (b) Représentation schématique de la conservation de l'impulsion.

### 1.2.2 Génération de différence de fréquences

La génération de différence de fréquences (DFG) consiste à soustraire à la fréquence de pompe  $\omega_p$  une fréquence signal  $\omega_s$  afin de générer une fréquence complémentaire appelée idler en anglais  $\omega_i$  :

$$\omega_p - \omega_s = \omega_i \quad (1.3)$$

On utilise ici la convention  $\omega_i < \omega_s$  pour déterminer laquelle des deux ondes est le signal, comme représenté sur la figure 1.17a avec la pompe en bleu, le signal en vert et l'idler en rouge. La figure 1.17b représente la conservation de l'impulsion dans le cas où les vecteurs d'onde sont colinéaires.

Cette conversion de fréquences permet d'atteindre des longueurs d'onde plus élevées et donc typiquement les bandes de transmission de l'atmosphère entre 3 et 5  $\mu\text{m}$  ou entre 8 et 12  $\mu\text{m}$ , en fonction des longueurs d'onde de pompe et de signal utilisées.

Le processus de DFG en régime continu est connu pour son efficacité particulièrement faible en raison des faibles intensités mises en jeu dans les sources optiques continues. De plus, chaque photon de pompe crée à la fois un nouveau photon signal et un nouveau photon complémentaire, ce qui fait que quand bien même le rendement photonique serait de 100 %, le rendement en puissance est limité par  $\lambda_p/\lambda_i$ . Pour obtenir des rendements corrects ( $> 1\%$ ), il est nécessaire d'utiliser des lasers puissants et d'optimiser la focalisation de chacun des faisceaux.

Guha et al. [24] ont obtenu un record 3,5 W à 3,4  $\mu\text{m}$  en faisant de la DFG dans un PPLN de 5 cm de long. Pour atteindre cette puissance, ils ont utilisé un laser de pompe à 1064 nm délivrant 43,3 W et un laser signal à 1549,8 nm délivrant 31 W. De plus, les faisceaux étaient très focalisés avec un waist de 33  $\mu\text{m}$  pour la pompe et de 26  $\mu\text{m}$  pour le signal.

Pour atteindre des rendements plus conséquents, il est possible d'utiliser le confinement du champ électrique dans les guides d'ondes. Un rendement proche de 10 % peut alors être atteint [25].

Pour obtenir de meilleurs rendements ou plus de puissance, le cristal peut être placé dans une cavité optique afin de tirer parti du gain associé à la redistribution de l'énergie entre les champs couplés par le processus de différence de fréquences. On obtient ainsi un oscillateur paramétrique optique.

### 1.2.3 Oscillateurs paramétriques optiques

On a vu qu'en régime continu, les rendements des convertisseurs de fréquences tendent à être faibles. Une technique pour améliorer ces rendements est de les placer dans des cavités résonnantes sur le même principe que les cavités lasers. C'est ce qu'on appelle un oscillateur paramétrique optique (OPO). Comme pour l'oscillateur laser, le gain lors d'un aller retour dans le cristal doit être supérieur aux pertes de la cavité pour osciller. Les OPOs émettent donc à partir d'un seuil, ce qui va être important par la suite. L'oscillation peut démarrer directement sur le bruit quantique à partir de la composante de la fluorescence paramétrique. L'OPO peut aussi être injecté afin de fixer sa longueur d'onde.

Du fait de la présence simultanée de trois ondes en interaction, il existe beaucoup plus de configurations possibles de résonateurs optiques que dans le cas d'un oscillateur laser. On ne va pas toutes les détailler ici, seuls les OPOs simplement et doublement résonnants seront présentés.

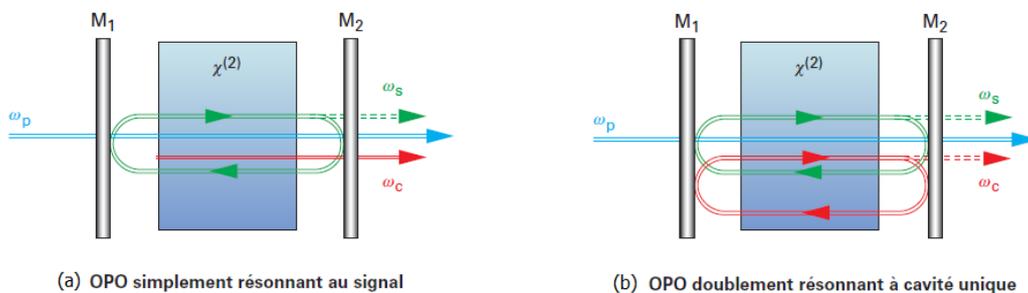


FIGURE 1.18 – Schéma de principe de l'OPO (a) simplement résonnant (b) doublement résonnant.

La configuration la plus simple est l'OPO simplement résonnant (figure 1.18a). Les miroirs de la cavité optique réfléchissent l'onde signal (respectivement l'onde complémentaire) tandis que l'onde complémentaire (respectivement signal) est totalement couplée vers l'extérieur. Cette configuration présente l'avantage de conduire à des systèmes simples et robustes. En contrepartie, le seuil d'oscillation peut être assez élevé (plusieurs watts en régime continu), ce qui peut nécessiter l'utilisation d'un laser de pompe volumineux. Il est possible d'abaisser le seuil en utilisant des variantes de la configuration simplement résonnante : double passage de pompe, double passage de l'onde non résonnante...

Pour une cavité simplement résonnante, il faut utiliser un laser de pompe puissant

pour dépasser le seuil. Les lasers à fibres offrent une solution conciliant puissance et compacité en tant que lasers de pompe.

Bosenberg et al.[26] ont réalisé un OPO simplement résonnant en régime continu avec presque 100 % de rendement quantique. Pour cela ils ont utilisé un laser fibré dopé ytterbium à 1064 nm. Le cristal utilisé est un cristal de PPLN et ils ont étudié deux types de cavités : une cavité en anneau et une cavité linéaire. Ils ont ainsi obtenu 3,55 W à 3,25  $\mu\text{m}$ . De plus la puissance générée était supérieure à 1 W sur la gamme spectrale 3,3-3,9  $\mu\text{m}$ . La sélection en longueur d'onde était effectuée par un étalon de Fabry-Perot. Ils sont confrontés à un problème de stabilité en longueur d'onde dû aux sauts de modes de cavité inopinés.

Afin d'abaisser le seuil de l'OPO, il est possible de fabriquer un OPO doublement résonnants, à la fois pour l'onde signal et l'onde complémentaire (figure 1.18). La réduction du seuil d'oscillation est d'au moins un ordre de grandeur par rapport à la configuration simplement résonnante. Pour des cavités doublement résonnantes, des diodes de pompe suffisent pour dépasser le seuil de l'OPO.

Henderson et al. [27] ont été les premiers à réussir à dépasser le seuil d'un OPO doublement résonnant en utilisant une diode de pompe sans amplificateur. Pour cela, ils ont utilisé une diode à réseau de Bragg qui émet 150 mW à 852 nm. Cela permet de générer 18 mW répartis entre le signal à 1,3  $\mu\text{m}$  et le complémentaire à 2,3  $\mu\text{m}$ . La largeur de raie du complémentaire est estimée à 7 MHz. Cet OPO est accordable entre 1,1 et 1,4  $\mu\text{m}$  pour le signal et 2,2 et 3,7  $\mu\text{m}$  pour le complémentaire.

## Conclusion sur les convertisseurs de fréquences

Les convertisseurs de fréquences permettent d'accéder à des longueurs d'ondes inaccessibles aux lasers avec de bonnes qualités spatiales et spectrales.

Cependant, le faible rendement de conversion implique que pour obtenir des sources puissantes, il est nécessaire d'utiliser des sources de pompe avec de fortes densités de puissance. La puissance générée est toutefois limitée par les effets thermiques dans les cristaux et le seuil de dommage des cristaux non linéaires employés.

## 1.3 La combinaison de convertisseurs de fréquences

Il est intéressant d'essayer d'appliquer les techniques de combinaison cohérente aux convertisseurs de fréquences afin d'obtenir des sources puissantes de bonne qualité spatiale et spectrale à des longueurs d'onde accessibles aux seuls convertisseurs de fréquences.

De plus, la combinaison cohérente de convertisseurs de fréquences permettrait de faire de la compensation de turbulences, du suivi de cible en utilisant la déviation de faisceau et surtout une augmentation de puissance, le tout à des longueurs d'onde inaccessibles aux lasers.

### 1.3.1 Combinaison cohérente à cristal unique

La combinaison cohérente a déjà été utilisée dans le cadre de l'augmentation en puissance de convertisseurs de fréquences, mais en combinant des faisceaux lasers puis en envoyant le faisceau combiné dans un unique cristal. Cela a permis de dépasser les limites dues à la puissance de pompe maximale disponible, en particulier dans les lasers à fibres.

Cette technique a été utilisée pour l'instant dans le cas de la génération de seconde harmonique et dans le cas des amplificateurs paramétriques optiques.

#### Pour la génération de seconde harmonique

Chiu et al. [28] ont combiné deux pompes à 1560 nm afin d'obtenir 60 W de pompe et ainsi générer 43 W à 780 nm à l'aide de deux cristaux de PPLN mis en cascade. Le dispositif expérimental est présenté figure 1.19. L'onde fondamentale est générée par un oscillateur maître. Les deux voies sont ensuite amplifiées séparément dans deux amplificateurs fibrés puis sont combinées à l'aide d'une lame séparatrice. Une petite partie du faisceau combiné est alors utilisée pour faire la mise en phase des deux faisceaux de pompe. L'autre partie sert à générer un rayonnement harmonique dans deux cristaux de PPLN placés en cascade. Le faisceau fondamental et le faisceau harmonique sont enfin séparés par une succession de miroirs dichroïques.

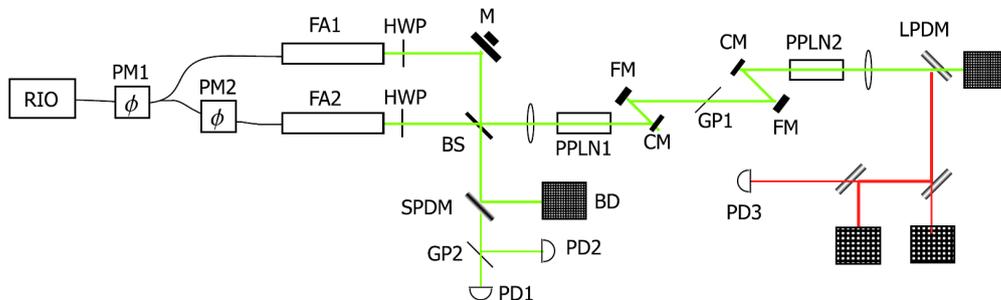


FIGURE 1.19 – Dispositif expérimental utilisé par Chiu et al. [28]. FA : amplificateur fibré, HWP : lame demi-onde, M : miroir avec moteur piézoélectrique, BS : lame séparatrice, SPDM : Miroir dichroïque, LPDM : miroir dichroïque large bande, BD : bloqueur de faisceau, GP : lame de verre, RIO : oscillateur maître, PM : modulateur de phase, PD : photodiode, CM : miroir concave, FM : miroir.

Taylor et al. [29] ont effectué la combinaison cohérente de trois lasers Raman afin d'atteindre 60 W à 1178 nm. Ces trois lasers combinés ont alors servi de pompe pour la génération de seconde harmonique dans un cristal de LBO. Le cristal de LBO est placé dans une cavité afin d'augmenter l'efficacité de conversion et atteindre un rendement de 85 %. 50 W sont ainsi obtenus à 589 nm. Cette source est destinée à être utilisée dans des systèmes d'optique adaptative pour l'astronomie afin de créer une étoile artificielle laser.

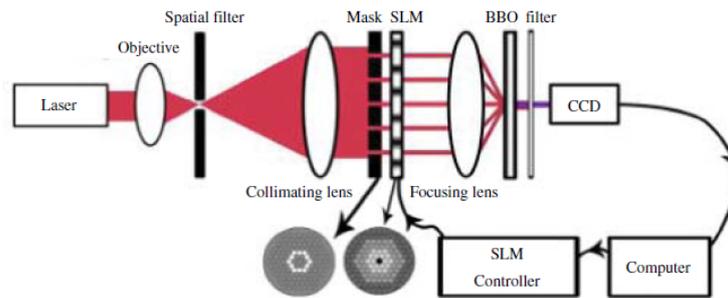


FIGURE 1.20 – Dispositif expérimental utilisé par Guan et al. [30] pour générer un faisceau doublé à l'aide de douze faisceaux de pompes non colinéaires.

Guan et al. [30] ont combiné douze faisceaux femtoseconde non colinéaires dans un cristal de BBO afin de générer un faisceau doublé. Lorsque les faisceaux ne sont pas mis en phase, le faisceau doublé est constitué de sept lobes, un lobe central et six lobes placés en hexagone autour de ce lobe central. La rétroaction se fait à l'aide d'une caméra CCD et d'un SLM (modulateur spatial de lumière). Le but est de maximiser l'intensité dans le lobe central en contrôlant la phase de chaque faisceau fondamental à l'aide du SLM. Le dispositif expérimental est présenté figure 1.20.

### Pour les OPAs

Mennerat et al. [31] ont utilisé la combinaison cohérente pour réaliser le pompage non colinéaire multifaisceaux d'un amplificateur paramétrique optique. Ils combinent cinq faisceaux de pompe à 532 nm pour amplifier un signal à 728 nm dans un cristal de LBO. Le signal à 728 nm est généré par un OPO. Le dispositif expérimental est présenté figure 1.21.

En conclusion, la combinaison de plusieurs faisceaux de pompe pour dépasser les limites dues à la faible puissance de pompe disponible a déjà été utilisée pour la SHG et les OPAs. Elle permet effectivement un gain en puissance des convertisseurs de fréquences.

Toutefois, la puissance reste limitée par le seuil de dommage des cristaux non linéaires employés de la même façon que si on utilisait une source de pompe unique. Pour augmenter encore plus la puissance, nous proposons de combiner, non pas les faisceaux de pompe, mais les faisceaux générés en répartissant le gain de conversion entre plusieurs cristaux.

### 1.3.2 Combinaison cohérente à plusieurs cristaux

L'objectif de la combinaison de faisceaux issus de plusieurs convertisseurs de fréquences est donc de dépasser les limites en puissance dues au seuil de dommage des cristaux.

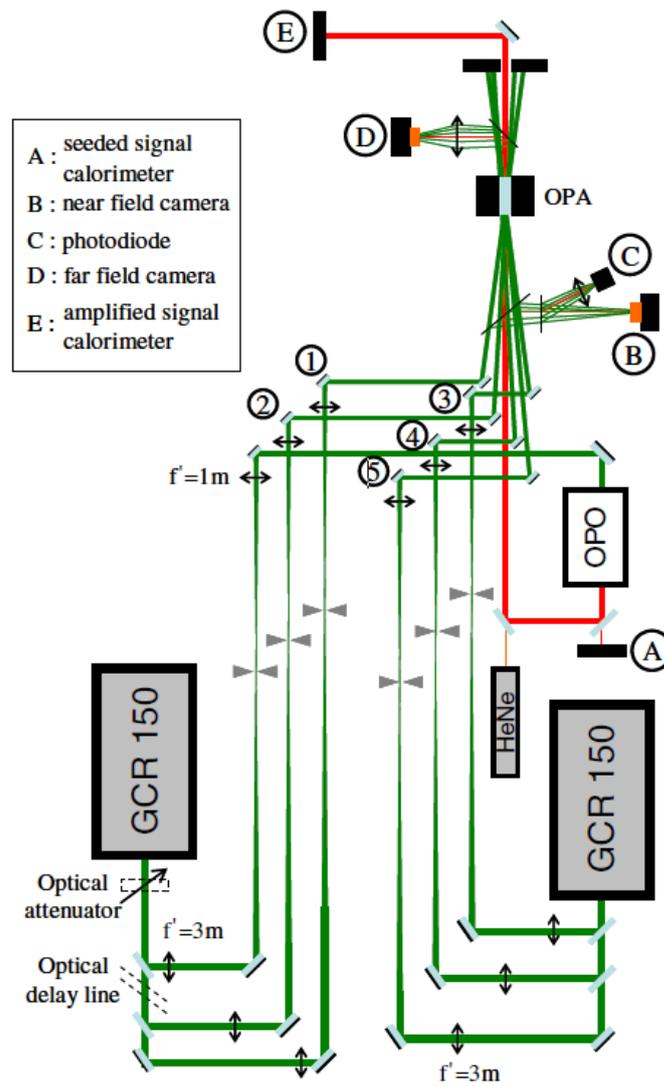


FIGURE 1.21 – Dispositif expérimental utilisé par Mennerat et al. [31]. Les 2 GCR 150 sont les deux lasers de pompe qui délivrent jusqu'à 200 mJ par impulsion à 532 nm

La première difficulté est d'ordre technologique. En effet, les longueurs d'onde générées n'étant pas habituelles et parfois situées dans l'infrarouge moyen, les modulateurs de phase disponibles ne sont pas toujours performants, à la fois en bande passante et en transmission. Des modulateurs sur mesure peuvent être implémentés, mais cela implique souvent un surcoût. Il y aurait donc un intérêt à mettre en phase les faisceaux générés en contrôlant la phase des ondes de pompe à l'aide de modulateurs de phase commercialement disponibles.

Or, pour avoir une conversion de fréquences efficace, les différentes ondes impliquées dans le processus non linéaire doivent vérifier une relation de phase. Les calculs théoriques menant à ces relations pour la SHG et la DFG sont explicitées dans le chapitre II.

On souhaite donc s'appuyer sur ces relations de phase pour contrôler indirectement la phase des ondes générées en utilisant des modulateurs de phase opérant aux longueurs d'onde de pompe. Ces modulateurs de phase aux longueurs d'onde classiques sont donc disponibles commercialement, faciles d'utilisation et extrêmement performants en terme de bande passante (jusqu'à 40 GHz).

La génération de seconde harmonique, dans le cas de l'accord de phase de type I, met en jeu uniquement deux phases : la phase de l'onde fondamentale et la phase de l'onde harmonique. C'est donc le cas le plus simple et le premier à avoir été étudié au laboratoire.

À notre connaissance, la seule démonstration de combinaison cohérente de convertisseurs de fréquences a été effectuée par A. Durécu et al. [32, 33] et P. Bourdon et al. [34] à l'ONERA.

La démonstration expérimentale, effectuée par A. Durécu, portait sur la génération de seconde harmonique dans le cas de l'accord de phase exact (dans du LBO) et dans le cas du quasi accord de phase (dans du PPLN). Le principe de l'expérience est présenté figure 1.22.

Plus récemment, Feng et al. [35] ont étudié théoriquement la combinaison cohérente d'OPOs. Pour cela, ils ont simulé un OPO simplement résonnant injecté et étudié les relations de phase ayant lieu dans cet OPO. Ils ont aussi proposé une architecture pour la combinaison cohérente d'OPOs. Le schéma de la configuration expérimentale qu'ils pensent utiliser pour la démonstration expérimentale est présentée figure 1.23. Leur idée est de fixer la longueur d'onde et la phase en jouant sur l'injection. Cependant, ils n'en ont pas fait, à ce jour, la démonstration expérimentale.

L'objectif de cette thèse est donc d'aller plus loin dans la compréhension de la relation de phase et d'étendre la technique du contrôle indirect de la phase à d'autres types de convertisseurs de fréquences.

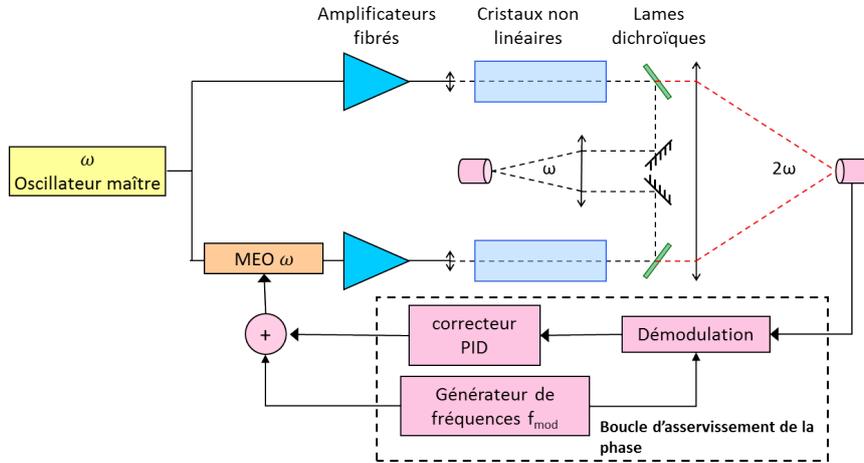


FIGURE 1.22 – Dispositif expérimental utilisé A.Durécu et al. pour la démonstration expérimentale de la combinaison cohérente de générateurs de seconde harmonique. La phase de l'onde harmonique ( $2\omega$ ) est contrôlée indirectement en agissant sur la phase de l'onde fondamentale ( $\omega$ ).

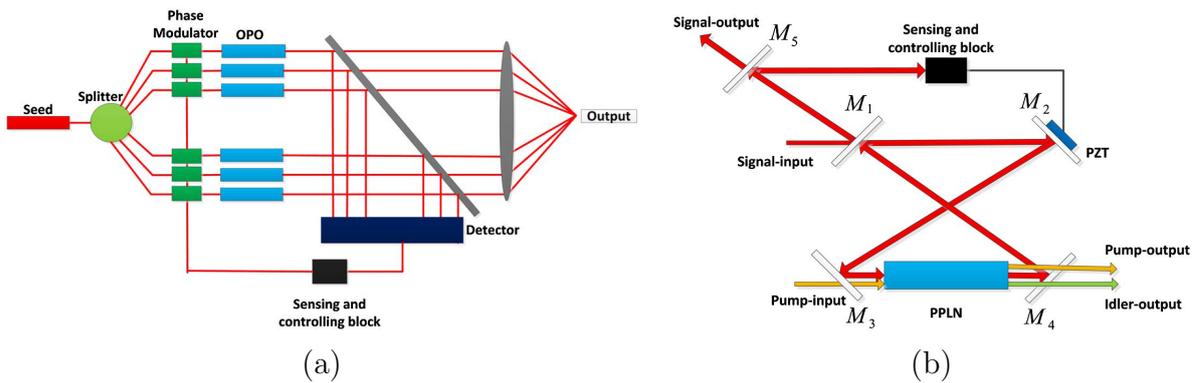


FIGURE 1.23 – Schéma de principe de (a) l'expérience de combinaison cohérente d'OPOs pensée par [35] et (b) de l'OPO utilisé

## Conclusion

Les différentes techniques de combinaison de faisceaux lasers ont été détaillées. On a pu voir que la combinaison incohérente était limitée en densité de puissance et en finesse spectrale. La combinaison cohérente passive est un moyen simple d'additionner les puissances de lasers fins spectralement. Cependant, le nombre de voies combinées est limité par les instabilités de puissance et l'efficacité de combinaison. La combinaison cohérente active permet la combinaison d'un plus grand nombre de voies, mais elle est limitée par le difficile choix des fréquences de modulation lorsque le nombre de voies devient important. La combinaison cohérente par marquage en fréquence a été choisie comme technique de combinaison de faisceaux pour sa sensibilité en phase et la possibilité de combiner de nombreuses voies. D'autre part, la combinaison cohérente permet de compenser les turbulences qui dégradent le faisceaux pendant la propagation atmosphérique et aussi de faire du suivi de cible par déviation des faisceaux.

Afin d'obtenir des sources cohérentes à des longueurs d'onde inaccessibles aux lasers, on s'est ensuite intéressé à la conversion de fréquences. Celle-ci permet de faire des additions et des soustractions de fréquences dans un cristal non linéaire. Les processus de génération de seconde harmonique, de différence de fréquences et d'oscillation paramétrique optique ont ensuite été détaillés. Cependant, ces processus sont limités en puissance par les seuils de dommage des cristaux non linéaires employés.

Pour dépasser les limites en puissance des convertisseurs de fréquences, on s'est intéressé à la possibilité d'utiliser les techniques de combinaison cohérente sur les convertisseurs de fréquences optiques. Si la combinaison des pompes est une technique qui avait déjà été utilisée en SHG et en OPA, le fait de combiner des faisceaux générés dans des cristaux différents n'a jamais été démontré qu'au laboratoire dans le cas de la génération de seconde harmonique et jamais démontré en DFG.

L'objectif de cette thèse est d'aller encore plus loin dans la combinaison cohérente de convertisseurs de fréquences optiques.

Pour cela, nous étudierons la théorie de la combinaison cohérente par marquage en fréquence et celle des convertisseurs de fréquences afin d'examiner la possibilité d'effectuer le contrôle indirect de la phase de l'onde générée à l'aide de la phase d'une des ondes incidentes sur le cristal convertisseur de fréquences.

Nous nous intéresserons ensuite au cas de la génération de seconde harmonique, cas le plus simple car il ne met en jeu que deux phases, la phase de l'onde fondamentale et la phase de l'onde harmonique. L'étude de la relation de phase et du contrôle indirect de la phase sera présenté, ainsi qu'une étude fréquentielle des phases et du système d'asservissement.

Nous nous attacherons ensuite à mettre en évidence expérimentalement la relation de phase dans les générateurs de différence de fréquences. Nous démontrerons alors la possibilité d'utiliser le contrôle indirect pour effectuer la combinaison cohérente de

deux générateurs de différence de fréquences.

Afin d'extraire plus de puissance, combiner des OPOs serait intéressant, nous concluons donc par des perspectives sur la combinaison d'OPOs.

## Bibliographie

- [1] Phillip Sprangle, Antonio Ting, Joseph Penano, Richard Fischer, and Bahman Hafizi. Incoherent combining and atmospheric propagation of high-power fiber lasers for directed-energy applications. *IEEE Journal of quantum electronics*, 45(2) :138–148, 2009. [7](#)
- [2] Chao Geng, Baoyin Zhao, Entao Zhang, Wen Luo, Yi Tan, Yonggang Zhu, Hening Yang, Jinbo Mu, Xinyang Li, Kailiang Duan, et al. 1.5 kw incoherent beam combining of four fiber lasers using adaptive fiber-optics collimators. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 25(13) :1286–1289, 2013. [7](#)
- [3] Baya Bennaï. *Mise en phase de lasers à fibre : Étude de l'influence de la turbulence atmosphérique et de l'utilisation de fibre faiblement multimode*. Theses, Télécom ParisTech, 2010. [8](#), [17](#), [18](#)
- [4] Armen Sevian, Oleksiy Andrusyak, Igor Ciapurin, Vadim Smirnov, George Venus, and Leonid Glebov. Efficient power scaling of laser radiation by spectral beam combining. *Optics letters*, 33(4) :384–386, 2008. [8](#), [9](#)
- [5] Robert S Afzal, Eric Honea, Matthias Savage-Leuchs, Neil Gitkind, Richard Humphreys, Jason Henrie, Kush Brar, and Don Jander. Spectrally beam combined fiber lasers for high power, efficiency and brightness. In *Proc. SPIE*, volume 8547, page 854706, 2012. [9](#)
- [6] Christian Wirth, Oliver Schmidt, Igor Tsybin, Thomas Schreiber, Ramona Eberhardt, Jens Limpert, Andreas Tünnermann, Klaus Ludewigt, Michael Gowin, Eric Ten Have, et al. High average power spectral beam combining of four fiber amplifiers to 8.2 kw. *Optics letters*, 36(16) :3118–3120, 2011. [9](#)
- [7] Eric Honea, Robert S Afzal, Matthias Savage-Leuchs, Jason Henrie, Khush Brar, Nathan Kurz, Don Jander, Neil Gitkind, Dan Hu, Craig Robin, et al. Advances in fiber laser spectral beam combining for power scaling. In *Proc. SPIE*, volume 9730, page 97300Y, 2016. [9](#)
- [8] Wei-zung Chang, Tsai-wei Wu, Herbert G Winful, and Almantas Galvanauskas. Array size scalability of passively coherently phased fiber laser arrays. *Optics express*, 18(9) :9634–9642, 2010. [11](#)
- [9] Hans Bruesselbach, Monica Minden, Jeff L Rogers, DC Jones, and Metin S Mangir. 200 w self-organized coherent fiber arrays. In *Lasers and Electro-Optics, 2005.(CLEO). Conference on*, volume 1, pages 532–534. IEEE, 2005. [12](#)
- [10] François Jeux, Agnès Desfarges-Berthelemot, Vincent Kermène, Julien Guillot, and Alain Barthélémy. Passive coherent combining of lasers with phase-contrast filtering for enhanced efficiency. *Applied Physics B*, 108(1) :81–87, 2012. [12](#)

- [11] François Jeux, Agnès Desfarges-Berthelemot, Vincent Kermène, and Alain Barthélemy. Experimental demonstration of passive coherent combining of fiber lasers by phase contrast filtering. *Optics express*, 20(27) :28941–28946, 2012. [12](#), [13](#)
- [12] Jérôme Bourderionnet, Cindy Bellanger, Jérôme Primot, and Arnaud Brignon. Collective coherent phase combining of 64 fibers. *Optics express*, 19(18) :17053–17058, 2011. [14](#)
- [13] CX Yu, JE Kinsky, SEJ Shaw, DV Murphy, and C Higgs. Coherent beam combining of a large number of pm fibers in a 2d fiberarray. In *Lasers and Electro-Optics, 2006 and 2006 Quantum Electronics and Laser Science Conference. CLEO/QELS 2006. Conference on*, pages 1–2. IEEE, 2006. [14](#)
- [14] CX Yu, SJ Augst, SM Redmond, KC Goldizen, DV Murphy, A Sanchez, and TY Fan. Coherent combining of a 4 kw, eight-element fiber amplifier array. *Optics letters*, 36(14) :2686–2688, 2011. [15](#)
- [15] Angel Flores, Thomas M Shay, Chunte A Lu, Craig Robin, Benjamin Pulford, Anthony D Sanchez, Dane W Hult, and Ken B Rowland. Coherent beam combining of fiber amplifiers in a kw regime. In *Lasers and Electro-Optics (CLEO), 2011 Conference on*, pages 1–2. IEEE, 2011. [16](#)
- [16] David Kabeya, Vincent Kermène, Marc Fabert, Joel Benoist, Jeremy Saucourt, Agnès Desfarges-Berthelemot, and Alain Barthélemy. Efficient phase-locking of 37 fiber amplifiers by phase-intensity mapping in an optimization loop. *Optics Express*, 25(12) :13816–13821, 2017. [16](#)
- [17] James E Pearson, WB Bridges, S Hansen, TA Nussmeier, and ME Pedinoff. Coherent optical adaptive techniques : design and performance of an 18-element visible multidither coat system. *Applied Optics*, 15(3) :611–621, 1976. [17](#)
- [18] Mikhail A Vorontsov and Thomas Weyrauch. High-power lasers for directed-energy applications : comment. *Applied optics*, 55(35) :9950–9953, 2016. [17](#)
- [19] Véronique Jolivet, Pierre Bourdon, Baya Bennal, Laurent Lombard, Didier Goular, Emilie Pourtal, Guillaume Canat, Yves Jaouen, Bernard Moreau, and Olivier Vasseur. Beam shaping of single-mode and multimode fiber amplifier arrays for propagation through atmospheric turbulence. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 15(2) :257–268, 2009. [17](#)
- [20] Hans Bruesselbach, Shuoqin Wang, Monica Minden, D Cris Jones, and Me-tin Mangir. Power-scalable phase-compensating fiber-array transceiver for laser communications through the atmosphere. *JOSA B*, 22(2) :347–353, 2005. [18](#), [19](#)
- [21] Michael Gregory Pullen, Justin James Chapman, and Dave Kielpinski. Efficient generation of  $> 2$  w of green light by single-pass frequency doubling in ppmgln. *Applied optics*, 47(10) :1397–1400, 2008. [23](#), [24](#)
- [22] Kazuhiro Hayasaka, Yun Zhang, and Katsuyuki Kasai. Generation of 22.8 mw single-frequency green light by frequency doubling of a 50-mw diode laser. *Optics express*, 12(15) :3567–3572, 2004. [24](#)

- [23] Anders Kragh Hansen, Mahmoud Tawfieq, Ole Bjarlin Jensen, Peter E Andersen, Bernd Sumpf, G Erbert, and Paul Michael Petersen. Concept for power scaling second harmonic generation using a cascade of nonlinear crystals. *Optics express*, 23(12) :15921–15934, 2015. [24](#)
- [24] Shekhar Guha, Jacob O Barnes, and Leonel P Gonzalez. Multiwatt-level continuous-wave midwave infrared generation using difference frequency mixing in periodically poled mgo-doped lithium niobate. *Optics letters*, 39(17) :5018–5021, 2014. [25](#), [93](#)
- [25] Dirk Richter, Petter Weibring, Alan Fried, Osamu Tadanaga, Yoshiki Nishida, Masaki Asobe, and Hiroyuki Suzuki. High-power, tunable difference frequency generation source for absorption spectroscopy based on a ridge waveguide periodically poled lithium niobate crystal. *Optics express*, 15(2) :564–571, 2007. [25](#)
- [26] Walter R Bosenberg, Lawrence E Myers, Robert L Byer, Alexander Drobshoff, and Jason I Alexander. 93% pump depletion, 3.5-w continuous-wave, singly resonant optical parametric oscillator. *Optics letters*, 21(17) :1336–1338, 1996. [27](#)
- [27] Angus J Henderson, Pamela M Roper, Lawrence A Borschowa, and Roy D Mead. Stable, continuously tunable operation of a diode-pumped doubly resonant optical parametric oscillator. *Optics letters*, 25(17) :1264–1266, 2000. [27](#)
- [28] Sheng-wei Chiow, Tim Kovachy, Jason M Hogan, and Mark A Kasevich. Generation of 43 w of quasi-continuous 780 nm laser light via high-efficiency, single-pass frequency doubling in periodically poled lithium niobate crystals. *Optics letters*, 37(18) :3861–3863, 2012. [28](#)
- [29] Luke R Taylor, Yan Feng, and Domenico Bonaccini Calia. 50w cw visible laser source at 589nm obtained via frequency doubling of three coherently combined narrow-band raman fibre amplifiers. *Optics express*, 18(8) :8540–8555, 2010. [28](#)
- [30] Yefeng Guan, Peiqing Zhang, Xiangsheng Xie, Jianying Zhou, and Kam Sing Wong. Coherent beam combining with second-harmonic generation optimized with adaptive phase control. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 47(3) :348–353, 2011. [29](#)
- [31] Gabriel Mennerat, Benoît Trophème, and Benoît Boulanger. Experimental demonstration of five-beam-pumped optical parametric amplification. *Optics letters*, 38(17) :3319–3321, 2013. [29](#), [30](#)
- [32] Anne Durécu, Guillaume Canat, Julien Le Gouët, Laurent Lombard, and Pierre Bourdon. Coherent combining of shg converters. In *CLEO : Science and Innovations*, pages JTh2A–19. Optical Society of America, 2014. [31](#), [59](#), [65](#), [73](#), [74](#)
- [33] A Durécu, C Aubert, G Canat, J Le Gouët, L Lombard, and P Bourdon. Coherent combining of shg converters through active phase control of the funda-

- mental waves. In *SPIE LASE*, pages 89611Y–89611Y. International Society for Optics and Photonics, 2014. [31](#), [59](#), [65](#), [73](#), [74](#)
- [34] P Bourdon, A Durécu, G Canat, J Le Gouët, D Goular, and L Lombard. Coherent combining of fiber-laser-pumped frequency converters using all fiber electro-optic modulator for active phase control. In *SPIE LASE*, pages 93441S–93441S. International Society for Optics and Photonics, 2015. [31](#)
- [35] Liwen Feng, Xiaojun Wang, and Weiwei Ke. Coherent beam combining of optical parametric oscillators. *JOSA B*, 34(5) :991–997, 2017. [31](#), [32](#)



## Chapitre 2

# Étude du contrôle indirect de la phase de convertisseurs de fréquences

### Introduction

On a vu au chapitre précédent, que l'objectif de ce travail de thèse est d'étudier la combinaison cohérente de convertisseurs de fréquences optiques. Pour cela, le marquage en fréquence a été retenu à l'ONERA comme technique de combinaison cohérente par contrôle actif de la phase.

L'objectif de ce chapitre est d'étudier la faisabilité de la combinaison cohérente de convertisseurs de fréquences optiques par contrôle indirect de la phase.

Pour cela, la théorie de la combinaison cohérente par marquage en fréquence est présentée afin de montrer comment elle permet d'obtenir un signal d'erreur utilisable par une boucle de rétroaction pour mettre en phase des faisceaux combinés.

Comme notre cas spécifique vise à contrôler indirectement les phases des ondes générées (voir section 1.3.4), les calculs des relations de phase inhérentes à un processus non linéaire efficace sont ensuite abordés. Ce calcul dit "des amplitudes couplées" sera effectué pour les différents convertisseurs qui seront mis en œuvre pendant la thèse.

Enfin, la dernière partie montre comment utiliser ces relations de phase pour contrôler indirectement la phase de l'onde générée dans le cas de la combinaison cohérente de convertisseurs de fréquences.

## 2.1 Théorie de la combinaison cohérente par marquage en fréquence

La technique de combinaison cohérente par contrôle actif de la phase utilise une boucle de rétroaction qui agit sur la phase afin de bloquer les interférences de faisceaux dans un état constructif. Le marquage en fréquence consiste à moduler la phase de chacune des voies à une pulsation spécifique. Le signal peut ensuite être démodulé aux différentes pulsations de marquage et un signal d'erreur exploitable est ainsi obtenu pour chaque voie modulée. Ces signaux d'erreur autorisent la fermeture des boucles d'asservissement.

Dans cette section, on verra par le calcul comment le marquage en fréquence et la détection synchrone permettent de convertir le signal d'interférence perçu par le détecteur en un signal d'erreur exploitable.

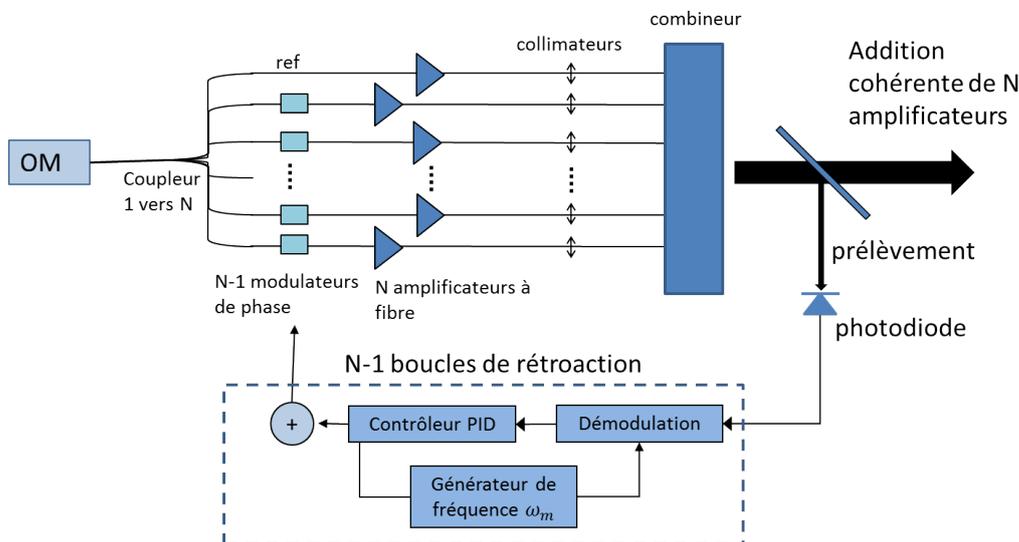


FIGURE 2.1 – Principe de la combinaison cohérente par marquage en fréquence.

La figure 2.1 montre un schéma de principe de la combinaison cohérente par marquage en fréquence. Une architecture MOPA est utilisée. Elle est constituée d'un oscillateur maître (OM) que l'on sépare en N voies. Mise à part une voie de référence, toutes les autres voies optiques sont marquées à une fréquence spécifique grâce à un modulateur de phase (électro-optique dans le cas d'une configuration toute fibrée). Ensuite, les N voies sont amplifiées séparément avant d'être collimatées et superposées pour interférer en champ lointain. Une partie du faisceau est prélevée afin d'être collectée par un détecteur unique. Ce détecteur nous donne accès à l'intensité mesurée au centre de la figure d'interférences. Le signal ainsi collecté est ensuite démodulé voie par voie à la fréquence de marquage et permet d'obtenir le signal d'erreur nécessaire au contrôleur PID de chacune des voies pour apporter la correction de phase.

On va maintenant dérouler le calcul [1] permettant de convertir l'intensité reçue par le détecteur en un signal d'erreur d'une voie  $j$ . Dans cette configuration on a donc

une voie non modulée (la référence) alors que toutes les autres voies sont marquées en fréquence par une modulation de phase sinusoïdale à une fréquence spécifique. La surface du détecteur est suffisamment petite pour que la mesure des champs électriques puisse être considérée ponctuelle et que le champ ne varie pas spatialement. On suppose pour ce calcul qu'il n'y a pas de variations d'intensité des champs et que la polarisation est aussi constante. La polarisation de chaque voie étant identique, on peut utiliser l'approximation scalaire. Le champ de référence s'écrit :

$$e_r(t) = E_r \cos(\omega_l t + \varphi_r(t)) \quad (2.1)$$

avec  $E_r$  l'amplitude du champ de référence,  $\omega_l$  la fréquence du laser et  $\varphi_r$  la phase de l'onde de référence qui fluctue librement dans le temps.

La phase de la voie  $j$  est modulée à la pulsation  $\nu_j$ . Son champ électrique s'écrit donc :

$$e_j(t) = E_j \cos(\omega_l t + \varphi_j(t) + \beta_j \sin(2\pi\nu_j t)) \quad (2.2)$$

avec  $\nu_j$  la pulsation de marquage de la voie  $j$ ,  $\beta_j$  la profondeur de modulation et  $\varphi_j$  la phase de l'onde optique. Le champ incident sur le détecteur, mesuré au centre de la figure d'interférence, est la somme des champs en sortie de chacune des voies.

$$e_t(t) = e_r(t) + \sum_{j=1}^{N-1} e_j(t) \quad (2.3)$$

Le courant mesuré par le photodétecteur est proportionnel à l'intensité correspondante au champ électrique. Il est donné par l'équation 2.4 :

$$i(t) = R_{PD} A \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left[ \underbrace{e_r^2(t)}_{i_r(t)} + 2e_r(t) \underbrace{\sum_{j=1}^{N-1} e_j(t)}_{i_{rj}(t)} + \underbrace{\sum_{j=1}^{N-1} e_j(t) \sum_{k=1}^{N-1} e_k(t)}_{i_{jk}(t)} \right] \quad (2.4)$$

Avec  $R_{PD}$  la réponse du détecteur,  $A$  sa surface,  $\mu_0$  et  $\epsilon_0$  la perméabilité et la permittivité diélectrique du vide. On fait l'hypothèse que la surface du détecteur est suffisamment petite devant la taille de la figure d'interférence. Pour le calcul, cette hypothèse permet de considérer que les champs électriques varient peu en  $x$  et  $y$ . Dans la pratique, si la surface du détecteur est trop importante relativement à la taille de la figure d'interférence, cela revient à moyennner spatialement l'intensité mesurée. Le contraste de l'intensité mesurée serait faible et la distinction entre un état d'interférence constructive et destructive serait moins nette. La mise en phase deviendrait alors moins précise.

Le courant issu du photodétecteur peut se décomposer en 3 termes :

- le courant de la voie de référence :

$$i_r(t) = \frac{1}{2} R_{PD} A \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} e_r^2(t) \quad (2.5)$$

- le battement entre les voies modulées et la voie de référence :

$$i_{rj}(t) = \frac{1}{2} R_{PD} A \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} 2e_r(t) \sum_{j=1}^{N-1} e_j(t) \quad (2.6)$$

- les battements entre les voies modulées :

$$i_{jk}(t) = \frac{1}{2} R_{PDA} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sum_{j=1}^{N-1} e_j(t) \sum_{k=1}^{N-1} e_k(t) \quad (2.7)$$

On développe ces trois termes un par un. Pour cela, on injecte l'équation 2.1 dans 2.5. On a alors :

$$i_r(t) = \frac{1}{2} R_{PDA} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_r^2 \cos^2(\omega_l t + \varphi_r(t)) \quad (2.8)$$

La bande passante du détecteur étant très inférieure à la pulsation du laser, celui-ci ne perçoit qu'une moyenne temporelle de cette équation. Le courant effectivement mesuré est donc la moyenne dans le temps de  $i_r(t)$  soit :

$$\langle i_r(t) \rangle = \frac{1}{4} R_{PDA} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_r^2 \quad (2.9)$$

Comme on a considéré que l'amplitude des champs et leur polarisation étaient constantes, ce signal est une constante qui se manifeste par une composante continue dans la valeur du courant total. Ce terme est filtré par la détection synchrone et n'intervient donc pas dans la suite des calculs.

On développe alors le courant de battement entre la voie de référence et les voies modulées en introduisant les équations 2.2 et 2.1 dans l'équation 2.6 et en décomposant le tout en une somme de sinus et cosinus. On obtient alors :

$$i_{rj}(t) = \frac{R_{PDA}}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sum_{j=1}^{N-1} E_r E_j \left[ \begin{aligned} & \cos(\beta_j \sin(2\pi\nu_j t)) \{ \cos(\varphi_r(t) - \varphi_j(t)) + \cos(2\omega_l t + \varphi_r(t) + \varphi_j(t)) \} \\ & + \sin(\beta_j \sin(2\pi\nu_j t)) \{ \sin(\varphi_r(t) - \varphi_j(t)) - \sin(2\omega_l t + \varphi_r(t) + \varphi_j(t)) \} \end{aligned} \right] \quad (2.10)$$

Comme pour le terme  $i_r(t)$ , le détecteur moyenne temporellement le signal reçu conduisant à une valeur nulle des termes en  $2\omega_l$ . L'équation 2.10 se simplifie alors en :

$$\langle i_{rj}(t) \rangle = \frac{R_{PDA}}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sum_{j=1}^{N-1} E_r E_j \left[ \begin{aligned} & \cos(\beta_j \sin(2\pi\nu_j t)) \cos(\varphi_r(t) - \varphi_j(t)) \\ & + \sin(\beta_j \sin(2\pi\nu_j t)) \sin(\varphi_r(t) - \varphi_j(t)) \end{aligned} \right] \quad (2.11)$$

L'important ici est de noter la présence du  $\sin(\varphi_r(t) - \varphi_j(t))$ . En effet, pour chaque voie modulée, ce sinus tend vers 0 quand la différence de phase entre la référence et la voie modulée tend vers 0 ou vers  $\pi$ . Il est donc propice à être utilisé comme signal d'erreur. Le but de la suite du calcul sera donc d'isoler ce sinus afin d'obtenir un signal d'erreur. Pour cela on va commencer par utiliser la décomposition de Jacobi-Anger ci-dessous :

$$e^{iz \cos \theta} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n J_n(z) e^{in\theta} \quad (2.12)$$

Avec  $J$  fonction de Bessel de première espèce. Cette décomposition peut se transposer au  $\sin \theta$  et aussi s'exprimer dans l'espace des réels, elle s'écrit alors :

$$\cos(z \sin \theta) = J_0(z) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(z) \cos(2n\theta) \quad (2.13)$$

et

$$\sin(z \sin \theta) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(z) \sin((2n-1)\theta) \quad (2.14)$$

On injecte donc 2.13 et 2.14 dans l'équation 2.11. Cela donne :

$$\langle i_{rj}(t) \rangle = \frac{R_{PDA}}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sum_{j=1}^{N-1} E_r E_j \left[ \cos(\varphi_r(t) - \varphi_j(t)) \left[ J_0(\beta_j) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\beta_j) \cos(2n2\pi\nu_j t) \right] + \sin(\varphi_r(t) - \varphi_j(t)) 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(\beta_j) \sin((2n-1)2\pi\nu_j t) \right] \quad (2.15)$$

Pour séparer les N-1 voies et isoler leur signal d'erreur, on utilise N-1 détections synchrones fonctionnant en parallèle. Si on s'intéresse à la voie  $m$ , la détection synchrone de la voie  $m$  va permettre d'obtenir le signal d'erreur entre la voie de référence et la voie modulée à la pulsation de marquage  $\nu_m$ . Pour cela, elle effectue deux opérations : elle multiplie le signal par un sinus à la pulsation de marquage  $\nu_m$  et effectue un filtrage passe bas en fréquence. La figure 2.2 montre schématiquement l'action de la détection synchrone de la voie  $m$ .

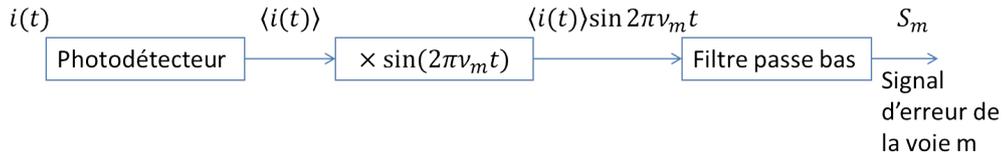


FIGURE 2.2 – Schéma de l'action de la détection synchrone permettant de remonter au signal d'erreur  $S_m$  de la voie modulée à la pulsation  $\nu_m$ .

Cette action de la détection synchrone revient mathématiquement à effectuer les opérations suivantes :

- la multiplication par le sinus :

$$\langle i_{rj} \rangle \sin(2\pi\nu_m t) = \frac{R_{PDA}}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sum_{j=1}^{N-1} E_r E_j \times \left[ \cos(\varphi_r(t) - \varphi_j(t)) \left[ J_0(\beta_j) \sin(2\pi\nu_m t) + \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\beta_j) (\sin(2\pi(2n\nu_j + \nu_m)t) - \sin(2\pi(2n\nu_j - \nu_m)t)) \right] + \sin(\varphi_r(t) - \varphi_j(t)) \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(\beta_j) (\cos(2\pi((2n-1)\nu_j - \nu_m)t) - \cos(2\pi((2n-1)\nu_j + \nu_m)t)) \right]$$

- le filtrage passe bas :

La constante de temps du filtre passe bas est choisie pour que celui-ci ne sélectionne que les termes de fréquence nulle et filtre les termes oscillant en  $2n\nu_j + \nu_m$  et en  $(2n-1)\nu_j + \nu_m$ . Il reste donc les termes en  $2n\nu_j - \nu_m$  qui peuvent être annulés si  $\nu_m$  est un multiple de  $2\nu_j$ . Mais les pulsations de marquage sont choisies pour éviter ce cas. Le dernier et unique terme restant est donc celui en  $(2n-1)\nu_j - \nu_m$  qui est nul si  $n=1$  et  $\nu_j = \nu_m$ . Il ne reste donc que le terme en  $\sin(\varphi_r(t) - \varphi_m(t))$  et le signal d'erreur obtenu est alors :

$$S_{rm}(t) = \frac{R_{PDA}}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_r E_m J_1(\beta_m) \sin(\varphi_r(t) - \varphi_m(t)) \quad (2.16)$$

On remarque que le signal d'erreur tend vers 0 lorsque le déphasage tend vers 0 ou vers  $\pi$ .

Le même raisonnement s'applique pour les termes de battement entre la voie  $m$  et les autres voies. Le calcul est plus long et fastidieux mais aboutit au deuxième terme du signal d'erreur :

$$S_{km} = \frac{R_{PDA}}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_m J_1(\beta_m) \sum_{k=1}^{N-1} E_k J_0(\beta_k) \sin(\varphi_k - \varphi_m) \quad (2.17)$$

Pour que ce terme soit nul, il faut que toutes les différences de phase soient nulles ou égales à  $\pi$ . Ce deuxième terme du signal d'erreur crée donc une redondance de l'information et permet ainsi d'augmenter le gain de la boucle d'asservissement et donc d'obtenir une meilleure correction des différentes phases.

L'intérêt de disposer d'une voie sans modulation, i.e. la voie de référence, réside dans le fait que ça économise un MEO, une détection synchrone et une carte PID sans dégrader la mise en phase. Mais il existe une configuration LOCSET où toutes les voies sont modulées et asservies.

Le signal d'erreur total de la voie  $m$  sera donc :

$$S_m = S_{rm} + S_{km} \quad (2.18)$$

et donc :

$$S_m = \frac{R_{PDA}}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left[ E_r E_m J_1(\beta_m) \sin(\varphi_r - \varphi_m) + E_m J_1(\beta_m) \sum_{k=1}^{N-1} E_k J_0(\beta_k) \sin(\varphi_k - \varphi_m) \right] \quad (2.19)$$

Ce signal d'erreur tend vers 0 quand tous les déphasages sont soit nuls soit égaux à  $\pi$ .

Celui-ci est ensuite utilisé par un contrôleur PID pour délivrer la correction de phase nécessaire à la mise en phase de la voie  $m$ . La levée de l'ambiguïté se fait avec le contrôleur PID. Immédiatement s'il y a deux voies, et de proche en proche à  $N$  voies. Le même raisonnement peut être déroulé pour les  $(N-1)$  autres voies.

Maintenant que le signal d'erreur est calculé pour la configuration de combinaison cohérente par marquage en fréquence, on va chercher à l'appliquer dans le cas de la combinaison de convertisseurs de fréquences. Or, aux longueurs d'onde générées, on ne dispose pas de modulateurs de phase rapides. On veut donc s'appuyer sur les relations de phases inhérentes à un processus de conversion efficace afin de contrôler indirectement les phases des ondes générées.

## 2.2 Détermination de la relation de phase

Pour étudier la possibilité du contrôle indirect de la phase dans le cas de la combinaison de convertisseurs de fréquences, il est nécessaire de déterminer les relations de

phases existantes entre les différentes ondes impliquées dans les processus de conversion de fréquences.

Dans cette section, on effectue le calcul dit "des amplitudes couplées" qui décrit l'évolution du champ électrique des différentes ondes mises en jeu dans un processus non linéaire. Ce calcul est effectué pour la génération de seconde harmonique et pour la génération de différence de fréquences.

Pour cela, il faut d'abord définir les conventions et les hypothèses que l'on utilise pour ces deux calculs. On choisit d'utiliser les notations de Boyd [2].

Tout d'abord on considère un milieu non linéaire d'ordre 2, sans pertes aux longueurs d'onde impliquées. On considère le champ électrique total dans le milieu non linéaire comme étant la somme des champs monochromatiques :

$$\tilde{E}(z, t) = \sum_{i=1}^3 \tilde{E}_i(z, t) \quad (2.20)$$

La génération de seconde harmonique est un processus à trois ondes, mais deux d'entre elles sont dégénérées dans le cas d'un accord de phase de type I où les polarisations sont identiques. Ces champs électriques peuvent être exprimés comme des amplitudes complexes :

$$\tilde{E}_j(z, t) = E_j(z) e^{-i2\pi\nu_j t} + c.c. \quad (2.21)$$

avec  $\omega_j$  la pulsation de l'onde  $j$ , c.c. un complexe conjugué et

$$E_j(z) = A_j(z) e^{ik_j z} \quad (2.22)$$

avec  $k_j$  le nombre d'onde et  $A_j(z)$  l'amplitude complexe :

$$A_j(z) = |A_j(z)| e^{i\varphi_j} \quad (2.23)$$

$A_j(z)$  ne dépend pas de  $t$  et  $\varphi_j$  non plus car on se place dans l'hypothèse de l'enveloppe lentement variable. Dans la réalité, les variations temporelles de  $A_j$  et  $\varphi_j$  sont très lentes en comparaison du processus décrit ici. En régime femtoseconde, on ne pourrait pas faire cette hypothèse.

### 2.2.1 Génération de seconde harmonique

Dans le cas de la génération de seconde harmonique, l'onde fondamentale est notée 1 et l'onde harmonique est notée 2. Le principe de conservation de l'énergie impose que  $\omega_2 = 2\omega_1$ . La résolution des équations de propagation dans un milieu non linéaire d'ordre 2 donne le système d'équations couplées ci-dessous (voir [2]) :

$$\frac{dA_1}{dz} = \frac{8\pi i \omega_1^2 d_{eff}}{k_1 c^2} A_2 A_1^* e^{-i\Delta k z} \quad (2.24)$$

et

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{4\pi i \omega_2^2 d_{eff}}{k_2 c^2} A_1^2 e^{i\Delta k z} \quad (2.25)$$

avec

$$\Delta k = 2k_1 - k_2 \quad (2.26)$$

$d_{eff}$  est le coefficient de non linéarité effectif propre au cristal et aux polarisations choisies qui provient du tenseur  $\chi^{(2)}$ . Dans le cas de rendements faibles, la diminution de la pompe est négligeable par rapport à son niveau initial. Il est donc possible de faire l'hypothèse de la pompe non dépeuplée et considérer que  $A_1$  est constant. L'équation 2.25 peut alors être intégrée directement afin d'obtenir la dépendance spatiale de l'amplitude complexe  $A_2(z)$ .

$$A_2(z) = \frac{4\pi i \omega_2^2 d_{eff}}{k_2 c^2} A_1^2 \int_0^z e^{i\Delta k z'} dz' \quad (2.27)$$

On note  $\kappa_2 = \frac{4\pi \omega_2^2 d_{eff}}{k_2 c^2}$ . On obtient alors :

$$A_2(z) = i\kappa_2 A_1^2 \frac{e^{i\Delta k z} - 1}{i\Delta k} \quad (2.28)$$

En factorisant par  $e^{i\Delta k z/2}$  on peut réécrire cette équation sous la forme :

$$A_2(z) = i2\kappa_2 A_1^2 \frac{1}{\Delta k} \sin\left(\frac{\Delta k z}{2}\right) e^{i\Delta k z/2} \quad (2.29)$$

Comme c'est la relation de phase entre les ondes que l'on cherche, on sépare donc les phases des modules. On obtient alors l'équation 2.30 :

$$|A_2(z)| e^{i\varphi_2} = 2\kappa_2 |A_1|^2 \frac{1}{\Delta k} \sin\left(\frac{\Delta k z}{2}\right) e^{i(\pi/2 + 2\varphi_1 + \Delta k z/2)} \quad (2.30)$$

L'onde à  $2\omega$  est générée avec une phase telle que :

$$\varphi_2 = 2\varphi_1 + \frac{\Delta k z}{2} + \frac{\pi}{2} \quad (2.31)$$

A ce stade, trois solutions sont possibles :

- l'accord de phase exact :  $\Delta k = 0$
- le désaccord de phase :  $\Delta k \neq 0$
- le quasi-accord de phase :  $\Delta k L_c = 2\pi$

avec  $L_c$  la longueur de cohérence. Ces trois solutions sont illustrées par la figure 2.3 qui présente l'évolution du champ électrique harmonique en fonction de l'avancée dans le cristal.

### L'accord de phase exact

Quand l'accord de phase exact est possible par biréfringence, alors  $\Delta k = 0$  et la relation 2.31 devient alors :

$$\varphi_2 = 2\varphi_1 + \frac{\pi}{2} \quad (2.32)$$

On note la présence d'un offset de phase de  $\pi/2$ . Cet offset étant une constante, il n'aura pas d'influence sur la mise en phase. Question amplitude, dans l'hypothèse de

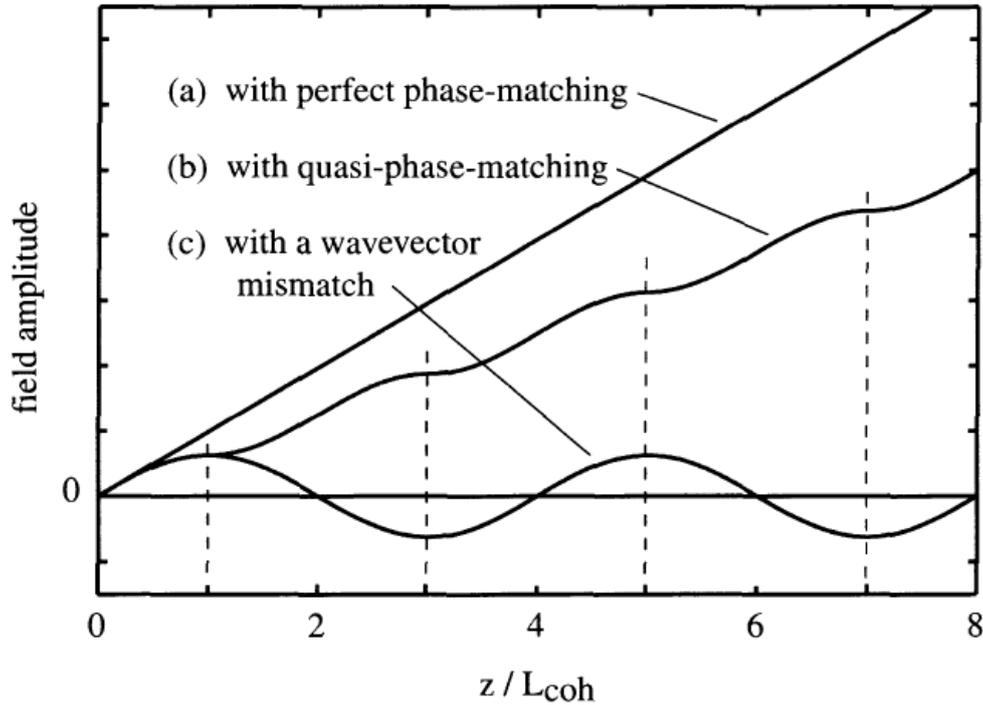


FIGURE 2.3 – Comparaison de l'évolution du champ de l'onde harmonique dans le cas de l'accord de phase parfait (a), dans le cas du quasi-accord de phase (b) et avec un désaccord de phase (c). Figure issue de [2].

la pompe non dépeuplée, le champ électrique est proportionnel à  $z$  et la valeur de  $d_{eff}$  détermine la pente.

Notons que l'accord de phase par biréfringence peut conduire à un effet de walk-off. Celui-ci décale le faisceau généré et rajoute donc un offset de phase dû au chemin supplémentaire parcouru par le faisceau généré dans le cristal.

### Le désaccord de phase

Lorsque l'accord de phase n'est pas respecté,  $\Delta k \neq 0$ , le champ électrique de l'onde harmonique va augmenter sur une demi longueur de cohérence puis décroître d'autant sur la demi longueur de cohérence suivante et ainsi de suite comme illustré figure 2.3. L'efficacité de la conversion finale est donc quasiment nulle ou nulle si le cristal a une longueur multiple de  $L_c$ .

### Le quasi-accord de phase

Lorsque l'accord de phase n'est pas possible par biréfringence, et surtout pour avoir accès à des coefficients  $d_{eff}$  plus importants et obtenir ainsi une efficacité plus grande, on utilise le quasi-accord de phase. Cette technique consiste à changer le signe du  $\chi^{(2)}$  et donc du  $d_{eff}$  à chaque longueur de cohérence comme présenté figure 2.4. À chaque fois que l'amplitude de l'onde harmonique s'apprête à diminuer, le signe du

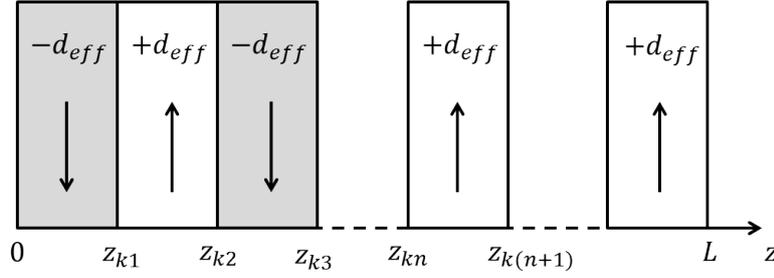


FIGURE 2.4 – Schéma d'un cristal polarisé périodiquement.

$d_{eff}$  est changé, ce qui permet à l'amplitude de continuer à augmenter (voir figure 2.3).

Expérimentalement, cela revient à découper le cristal en tranche et à les coller alternativement dans un sens puis dans l'autre [3] ou à faire croître le cristal avec une polarisation différente dans chaque tranche dans des matériaux ferroélectriques [4].

La figure 2.3 présente une comparaison de l'évolution des champs électriques correspondants à un accord de phase parfait (a), un quasi-accord de phase (b) et un désaccord de phase (c) en fonction de  $z$ . Le  $d_{eff}$  y est identique dans les trois cas. Dans la réalité, la technique du quasi-accord de phase est utilisée pour avoir accès à des  $d_{eff}$  plus importants.

Pour le calcul dans le cas du quasi-accord de phase, on se réfère à l'article de Fejer et al. [5]. Il existe deux principales techniques de résolution : la plus utilisée consiste à faire une décomposition en série de Fourier du coefficient de non-linéarité effectif en fonction de  $z$  (noté  $d(z)$ ). Celle-ci permet d'obtenir facilement le résultat en amplitude mais perd l'information de la phase. On s'intéresse donc à la deuxième méthode qui consiste à intégrer tranche par tranche.

Pour cela, on reprend à l'équation 2.25. Si on note  $L$  la longueur du cristal, et  $d(z)$  le coefficient de non-linéarité effectif en fonction de  $z$ , alors l'équation 2.25 peut s'intégrer entre 0 et  $L$  pour obtenir  $A_2(L)$  :

$$A_2(L) = \frac{4\pi i \omega_2^2}{k_2 c^2} A_1^2 \int_0^L d(z) e^{i\Delta k z} dz \quad (2.33)$$

On note  $z_k$  le  $z$  à la  $k$ -ième frontière et on remarque que  $d(z_k) = (-1)^k d_{eff}$ . En intégrant tranche par tranche on obtient :

$$A_2(L) = \frac{4\pi i \omega_2^2}{k_2 c^2} A_1^2 d_{eff} \sum_{k=1}^N (-1)^k (e^{i\Delta k z_k} - e^{i\Delta k z_{k-1}}) \frac{1}{i\Delta k} \quad (2.34)$$

Comme les frontières sont choisies telles que  $e^{i\Delta k z_k} = (-1)^k$ , on obtient en sortie du cristal :

$$A_2(L) = \frac{4\pi \omega_2^2}{k_2 c^2} \frac{A_1^2 d_{eff}}{\Delta k} 2N \quad (2.35)$$

et donc en considérant exclusivement la partie imaginaire, on obtient la relation de phase suivante :

$$\varphi_2 = 2\varphi_1 \quad (2.36)$$

En pratique, la découpe n'étant pas parfaite, le cristal n'est pas forcément coupé à la fin d'un domaine, ce qui conduit à un offset  $\varphi_0$  qui dépend du cristal utilisé. Cet offset étant constant, il n'aura pas d'influence sur la mise en phase.

En comparant l'expression de la relation de phase dans le cas de l'accord de phase (Eq. 2.32) et dans le cas du quasi-accord de phase (Eq. 2.36), on remarque l'absence de l'offset de phase de  $\pi/2$  du cas de l'accord de phase exact.

### Cas de rendements élevés

Dans le cas de rendements de conversion élevés, il n'est pas possible d'utiliser l'approximation de la pompe non dépeuplée. On ne peut donc plus considérer que  $A_1$  est constant, et il faut résoudre simultanément les équations 2.24 et 2.25. Le calcul est développé dans Armstrong et al. [6], il nécessite l'utilisation de fonctions elliptiques de Jacobi.

La relation de phase dans le cas de l'accord de phase exact et du désaccord de phase reste la même que pour des rendements faibles. Si le cas du désaccord de phase reste identique en terme de phase, il est facile de montrer que la relation de phase du quasi-accord de phase restera elle aussi inchangée.

Tant que les puissances restent raisonnables c'est-à-dire que les puissances crêtes génératrices de phases non linéaires ne sont pas atteintes, il n'y a pas d'impact sur les relations de phases calculées précédemment.

### Conclusion

La relation de phase entre l'onde fondamentale et l'onde harmonique a été calculée dans le cas de l'accord de phase et du quasi-accord de phase. Les différences entre ces cas se retrouvent dans l'offset de phase de la relation. Les offsets étant éliminés lors de la mise en phase par l'asservissement, ces relations montrent que pour contrôler la phase de l'onde doublée, il suffit de contrôler la phase de l'onde fondamentale. Le raisonnement reste valable en présence de walk-off ou en régime de forte conversion.

#### 2.2.2 Génération de différence de fréquences

On cherche maintenant à mettre en évidence la relation de phase existante dans le cas de la génération de différence de fréquences.

On considère la situation où une onde de pompe à la pulsation  $\omega_3$  interagit dans un cristal non linéaire avec une onde signal de pulsation  $\omega_1$  pour générer une onde appelée l'onde complémentaire à la pulsation  $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$ . Dans l'hypothèse d'un cristal non linéaire sans perte et de la pompe non dépeuplée, l'amplitude  $A_3$  est alors constante. Le système d'équations aux amplitudes couplées est alors de la forme :

$$\frac{dA_1}{dz} = \frac{8\pi i \omega_1^2 d_{eff}}{k_1 c^2} A_3 A_2^* e^{i\Delta k z} \quad (2.37)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{8\pi i \omega_2^2 d_{eff}}{k_2 c^2} A_3 A_1^* e^{i\Delta k z} \quad (2.38)$$

avec

$$\Delta k = k_3 - k_1 - k_2 \quad (2.39)$$

### Cas de l'accord de phase exact

Dans le cas d'un accord de phase exact ( $\Delta k = 0$ ), l'équation 2.38 est différenciée par rapport à  $z$  et le conjugué complexe de l'équation 2.37 est introduit pour éliminer le terme  $dA_1^*/dz$  du membre de droite. On obtient alors l'équation différentielle :

$$\frac{d^2 A_2}{dz^2} = \frac{64\pi^2 \omega_1^2 \omega_2^2 d_{eff}^2}{k_1 k_2 c^4} A_3 A_3^* A_2 = \kappa_1 \kappa_2^* |A_3|^2 A_2 \quad (2.40)$$

Avec

$$\kappa_j = \frac{8\pi i \omega_j^2 d_{eff}}{k_j c^2}$$

C'est une équation différentielle du second ordre à coefficient constant. La solution générale de l'équation 2.40 est donc de la forme :

$$A_2(z) = C \sinh(\sqrt{\kappa_1 \kappa_2^* |A_3|^2} z) + D \cosh(\sqrt{\kappa_1 \kappa_2^* |A_3|^2} z) \quad (2.41)$$

Avec  $C$  et  $D$  des constantes d'intégrations dont les valeurs dépendent des conditions aux limites. On considère les conditions aux limites suivantes :  $A_2(0) = 0$  (en effet on n'injecte pas à la longueur d'onde complémentaire) et  $A_1(0)$  est une valeur arbitraire (déterminée dans la pratique par la puissance de signal injectée dans le cristal).

Les solutions des équations 2.37 et 2.38 sont alors :

$$A_1(z) = A_1(0) \cosh(\sqrt{\kappa_1 \kappa_2^* |A_3|^2} z) \quad (2.42)$$

$$A_2(z) = \frac{\kappa_2 A_3}{\sqrt{\kappa_1 \kappa_2^* |A_3|^2}} A_1^*(0) \sinh(\sqrt{\kappa_1 \kappa_2^* |A_3|^2} z) \quad (2.43)$$

Le cosinus hyperbolique étant réel, isoler le module de la phase dans l'équation 2.42 est donc immédiat. On remarque que la phase de l'onde signal dépend uniquement de sa phase initiale.

Les modules sont séparés des phases dans l'équation 2.43 :

$$\varphi_2 = \varphi_3 - \varphi_1 + \pi/2 \quad (2.44)$$

On observe que la phase de l'onde complémentaire  $\varphi_2$  dépend de la phase de l'onde de pompe  $\varphi_3$  et de la phase initiale de l'onde signal  $\varphi_1$ .

On a obtenu la relation de phase dans le cas de l'accord de phase. Mais de même que pour la SHG (sec 2.2.1), il peut être intéressant de résoudre ces équations dans le cas du quasi-accord de phase, en commençant par étudier le cas général.

### Cas général

Dans le cas général  $\Delta k \neq 0$ , l'équation différentielle est obtenue à partir de l'équation 2.38, avec le même procédé que celui utilisé pour obtenir l'équation 2.40, ce qui donne l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d^2 A_2}{dz^2} = \frac{64\pi^2 \omega_1^2 \omega_2^2 d^2}{k_1 k_2 c^4} A_3 A_3^* A_2 = \kappa_1 \kappa_2^* |A_3|^2 A_2 + i\Delta k \frac{dA_2}{dz} \quad (2.45)$$

On observe la présence d'un terme supplémentaire par rapport au cas de l'accord de phase (eq 2.40). L'équation 2.45, est aussi une équation du second ordre à coefficient constant. Pour la résoudre, il faut calculer le discriminant  $\Delta$  de l'équation caractéristique afin d'en déterminer les racines. Le discriminant de l'équation caractéristique issu de 2.45 est :

$$\Delta = 4\kappa_1 \kappa_2^* |A_3|^2 - \Delta k^2$$

On définit :

$$g = \sqrt{\Delta/4}$$

Les racines de l'équation caractéristique sont donc :  $\lambda_1 = \frac{i\Delta k}{2} + g$  et  $\lambda_2 = \frac{i\Delta k}{2} - g$ . La solution générale de l'équation 2.45 est alors de la forme :

$$A_2(z) = C_1 e^{i\frac{\Delta k z}{2} + gz} + C_2 e^{i\frac{\Delta k z}{2} - gz} \quad (2.46)$$

On considère, pour les mêmes raisons, les mêmes conditions aux limites que dans le cas de l'accord de phase c'est à dire que :  $A_2(0) = 0$  et  $A_1(0)$  est une valeur arbitraire. Les solutions des équations 2.37 et 2.38 sont alors :

$$A_1(z) = A_1(0) \left( \cosh(gz) - \frac{i\Delta k}{2g} \sinh(gz) \right) e^{i\frac{\Delta k z}{2}} \quad (2.47)$$

$$A_2(z) = \frac{\kappa_2}{g} A_3 A_1^*(0) \sinh(gz) e^{i\frac{\Delta k z}{2}} \quad (2.48)$$

On vérifie que si  $\Delta k = 0$  dans les équations 2.47 et 2.48, on obtient bien les mêmes résultats que dans le cas de l'accord de phase. En séparant le module de la phase dans l'équation 2.48, on obtient :

$$|A_2(z)| e^{i\varphi_2} = \frac{|\kappa_2|}{g} |A_3| |A_1(0)| \sinh(gz) e^{i(\frac{\pi}{2} + \varphi_3 - \varphi_1 + \frac{\Delta k z}{2})} \quad (2.49)$$

Du point de vue de la phase, la différence entre le cas de l'accord de phase et le cas du désaccord de phase, c'est-à-dire si on compare les équations 2.43 et 2.49 réside dans la présence du  $e^{i\Delta k z/2}$ . C'est ce terme qui empêche une croissance monotone. Intéressons nous maintenant au cas du quasi-accord de phase.

### Cas du quasi-accord de phase

Dans le cas du quasi-accord de phase, comme pour la génération de seconde harmonique, le cristal est découpé en domaines dans lesquels le signe du coefficient non

linéaire  $d_{eff}$  change. La longueur d'un domaine étant très petite (de moins d'un micron à quelques dizaines de microns), on peut raisonnablement faire l'approximation que sur un domaine de longueur  $L_c$ ,  $A_1$  ne varie pas. On peut alors faire le calcul domaine par domaine en repartant de l'équation 2.38 :

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{8\pi i \omega_2^2 d(z)}{k_2 c^2} A_3 A_1^* e^{i\Delta k z}$$

On s'intéresse au calcul pour le  $m + 1$ ème domaine :

$$A_2((m+1)L_c) - A_2(mL_c) = \frac{8\pi i \omega_2^2}{k_2 c^2} A_3 A_1^*(mL_c) \int_{mL_c}^{(m+1)L_c} d(z) e^{i\Delta k z} dz \quad (2.50)$$

avec  $d(z) = (-1)^{m+1}$ . Sachant que  $\Delta k L_c = \pi$ , cela donne :

$$A_2((m+1)L_c) - A_2(mL_c) = \frac{8\pi i \omega_2^2}{k_2 c^2} A_3 A_1^*(mL_c) (-1)^{m+1} \frac{1}{i\Delta k} e^{im\pi} (e^{i\pi} - 1) \quad (2.51)$$

Et donc :

$$A_2((m+1)L_c) - A_2(mL_c) = \frac{8\pi \omega_2^2}{k_2 c^2} A_3 A_1^*(mL_c) \frac{1}{\Delta k} (-1)^{m+1} (-1)^m (-2) \quad (2.52)$$

étant donné que  $2m + 2$  est paire quelque soit  $m$ , alors :

$$A_2((m+1)L_c) - A_2(mL_c) = \frac{16\pi \omega_2^2}{k_2 c^2} A_3 A_1^* \frac{mL_c}{\Delta k} \quad (2.53)$$

En identifiant les phases et les modules on obtient des deux côtés, le même terme de phase, c'est-à-dire :

$$\varphi_2 = \varphi_3 - \varphi_1 \quad (2.54)$$

Ce qui est donc la relation de phase dans le cas du quasi-accord de phase.

Comme pour la SHG l'offset  $\pi/2$  du cas de l'accord de phase parfait disparaît dans le cas du quasi-accord de phase.

### Cas des rendements élevés

Dans le cas de rendement élevé, il n'est pas possible d'utiliser l'approximation de la pompe non dépeuplée. On ne peut donc plus considérer que  $A_3$  est constant, et il faut résoudre simultanément les trois équations aux dérivées partielles. Ce calcul n'étant pas faisable analytiquement, il est nécessaire de procéder en effectuant le calcul tranche par tranche.

Dans les premiers millimètres du cristal la pompe n'est pas dépeuplée. La relation précédente est donc conservée. Les photons alors générés vont injecter le reste du cristal et imposer la relation de phase. Il y a donc une initialisation qui se fait au début du cristal et qui fait que la relation de phase est la même que pour des rendements faibles.

Tant que les puissances restent raisonnables c'est-à-dire que les puissances crêtes génératrices de phases non linéaires ne sont pas atteintes, il n'y a pas d'impact sur les relations de phases calculées précédemment.

## Conclusion

On a obtenu par le calcul des amplitudes couplées la relation de phase entre les différentes phases impliquées dans les processus de conversion de fréquences que sont la SHG et la DFG dans le cas de l'accord de phase et du quasi-accord de phase. On cherche maintenant à exploiter ces relations entre les ondes incidentes sur le cristal et l'onde générée afin de contrôler indirectement la phase de l'onde générée.

## 2.3 Application à la combinaison cohérente de convertisseurs de fréquences

La section 2.1 présente le calcul du signal d'erreur et la section 2.2 celui des relations de phases pour la SHG et la DFG. Dans cette section on montre comment les relations de phase dans les cristaux non linéaires permettent l'utilisation du contrôle indirect. Le contrôle indirect, ici, signifie contrôle indirect de la phase de l'onde générée en faisant varier les phases des ondes incidentes sur le cristal. L'objectif étant d'effectuer la combinaison cohérente des ondes générées en utilisant des modulateurs de phase fonctionnant aux longueurs d'onde des ondes incidentes et donc à des longueurs d'onde plus standards.

Pour des questions de simplicité, on se place dans le cas de combinaison à deux voies : une référence notée  $r$  et une voie modulée notée  $m$ . Mais le raisonnement s'applique plus généralement à  $N$  voies.

### 2.3.1 Dans le cas de la génération de seconde harmonique

Dans le cas de la génération de seconde harmonique, la phase d'une onde de pompe est contrôlée alors que les deux ondes harmoniques générées dans les deux cristaux sont combinées. Pour montrer la possibilité d'un contrôle indirect, on s'intéresse d'abord à l'impact du marquage en fréquence de l'onde fondamentale sur l'onde harmonique.

#### Impact sur le marquage en fréquence

Dans le cas du quasi-accord de phase, la relation de phase entre l'onde doublée et l'onde fondamentale est donnée par  $\varphi_{2\omega} = 2\varphi_{\omega}$ . Lorsque la phase de l'onde fondamentale est marquée en fréquence à  $\omega_m$  avec une profondeur de modulation  $\beta_m$ , cela revient à marquer la phase de l'onde doublée à la même fréquence mais avec une profondeur de modulation de  $2\beta_m$ .

Le marquage en fréquence de l'onde fondamentale est donc bien conservé sur l'onde harmonique à la même fréquence de modulation. La démodulation du signal

d'interférence des ondes harmoniques est donc possible avec la même détection synchrone.

### Impact sur la mise en phase

Le signal d'erreur calculé est donc :

$$S = R_{PD}A\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}E_rE_mJ_1(\beta_m)\sin(\varphi_{2\omega}^r - \varphi_{2\omega}^m) \quad (2.55)$$

Il est bien proportionnel au sinus du déphasage entre les ondes harmoniques combinées. Quand le contrôleur PID envoie une tension  $\delta V$  sur le modulateur de phase qui correspond à une correction de  $\delta\varphi$  de la phase de l'onde fondamentale, il en résulte une correction de  $2\delta\varphi$  sur la phase de l'onde harmonique. Il est donc possible de fermer la boucle d'asservissement avec ce signal d'erreur.

La théorie autorise donc la mise en phase des ondes harmoniques par contrôle indirect de la phase. Expérimentalement, la boucle d'asservissement peut être fermée sur le signal d'interférences entre les ondes harmoniques alors que le contrôle actif de la phase est réalisé sur la phase d'une des ondes fondamentales. C'est ce qui sera démontré expérimentalement dans le chapitre III.

### 2.3.2 Dans le cas de la génération de différence de fréquences

Dans le cas de la génération de différence de fréquences, c'est la phase de l'onde complémentaire noté  $\varphi_i$  qui doit être contrôlée. Les phases de l'onde de pompe et de l'onde signal sont notées respectivement  $\varphi_p$  et  $\varphi_s$ .

#### Impact sur le marquage en fréquence

On a vu dans la section 2.2.2 que la relation de phase dans le cas de la DFG en quasi-accord de phase est :

$$\varphi_i = \varphi_p - \varphi_s$$

Si on module la phase de l'onde de pompe par  $\beta_m \sin(\omega_m t)$ , alors la relation devient :

$$\varphi_i = \varphi_p + \beta_m \sin(\omega_m t) - \varphi_s$$

La phase de l'onde générée est donc aussi marquée en fréquence et la démodulation du signal peut s'effectuer sans difficulté sur le signal d'interférences entre les ondes générées.

#### Impact sur la mise en phase

Si la possibilité du contrôle indirect de la phase permet de manière évidente la combinaison des ondes harmoniques dans le cas de la SHG, le cas de la DFG paraît

plus complexe. En effet, la présence de trois phases laisse à penser qu'il faudra contrôler deux phases pour contrôler la phase de l'onde complémentaire. Mais la relation de phase calculée dans la section 2.2.2 montre que ce n'est ni la phase de la pompe ni celle du signal qui contrôle la phase de l'onde complémentaire, c'est la différence entre ces deux phases. En effet, dans le cas du quasi-accord de phase :

$$\varphi_i = \varphi_p - \varphi_s \quad (2.56)$$

On note les deux voies  $r$  et  $m$ , avec  $r$  pour la voie de référence et  $m$  pour la voie modulée à une fréquence  $\omega_m$ . Pour que les interférences soient constructives il faut que la différence de phase entre les ondes complémentaires des deux voies soit nulle, soit :

$$\Delta\varphi = \varphi_i^r - \varphi_i^m = 0 \quad (2.57)$$

Cela correspond à :

$$\varphi_p^m - \varphi_s^m = \varphi_p^r - \varphi_s^r \quad (2.58)$$

C'est à dire :

$$\varphi_p^m = \varphi_p^r - \varphi_s^r + \varphi_s^m \quad (2.59)$$

Physiquement cela revient à dire que la phase  $\varphi_s^m$  varie librement et que ses variations sont compensées avec les variations de  $\varphi_p^m$ . On peut donc se contenter de contrôler la phase de l'onde de pompe pour contrôler la différence de phase entre les deux voies et réaliser la combinaison cohérente de générateur de différence de fréquences.

C'est ce qui sera démontré expérimentalement dans le chapitre IV.

### Remarque sur l'injection

On a vu dans les équations de la section 2.2.2 que si on injecte le cristal avec le signal, la phase du signal ne dépend que de sa phase initiale alors que la phase du complémentaire dépend de la phase de la pompe et de celle du signal.

Au contraire, si on injecte plutôt le complémentaire, la phase de celui-ci ne dépendra que de sa phase initiale. Ce sera la phase du signal qui dépendra des autres phases mises en jeu.

En conséquence, dans le cas de la DFG injectée par l'onde complémentaire, il ne sera pas possible d'effectuer un contrôle indirect de la phase. Pour mettre en phase les ondes complémentaires, il sera alors nécessaire de jouer sur les phases des ondes complémentaires.

## Conclusion

Dans ce chapitre la possibilité théorique de faire de la combinaison cohérente de convertisseurs de fréquences par contrôle indirect de la phase a été démontrée.

Pour cela, la technique de combinaison cohérente par marquage en fréquence de la phase a été étudiée. On a ainsi montré comment le marquage en fréquence de la phase permet de remonter à un signal d'erreur.

Deux processus de conversions de fréquences, la SHG et la DFG, ont ensuite été étudiés afin de déterminer les relations de phase entre les ondes incidentes et les ondes générées. Pour cela, le système d'équations couplées a été résolu à partir des équations de propagation dans un milieu non linéaire.

On a enfin montré que le contrôle indirect permettait théoriquement de procéder au marquage en fréquence et au contrôle de la phase de l'onde générée. Pour cela on s'est intéressé à l'impact des relations de phases sur la technique de combinaison cohérente par marquage en fréquence.

Maintenant que l'on dispose des éléments théoriques démontrant la faisabilité d'un contrôle indirect de la phase pour la combinaison cohérentes de convertisseurs de fréquences, les deux prochains chapitres présenteront les démonstrations expérimentales de cette nouvelle technique dans le cas de la SHG et de la DFG.

## Bibliographie

- [1] Thomas M Shay. Theory of electronically phased coherent beam combination without a reference beam. *Optics Express*, 14(25) :12188–12195, 2006. [40](#)
- [2] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, 2008. [45](#), [47](#)
- [3] L Gordon, GL Woods, RC Eckardt, RR Route, RS Feigelson, MM Fejer, and R Byer. Diffusion-bonded stacked gaas for quasiphase-matched second-harmonic generation of a carbon dioxide laser. *Electronics Letters*, 29(22) :1942–1944, 1993. [48](#)
- [4] A Feisst and P Koidl. Current induced periodic ferroelectric domain structures in linbo3 applied for efficient nonlinear optical frequency mixing. *Applied physics letters*, 47(11) :1125–1127, 1985. [48](#)
- [5] Martin M Fejer, GA Magel, Dieter H Jundt, and Robert L Byer. Quasi-phase-matched second harmonic generation : tuning and tolerances. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28(11) :2631–2654, 1992. [48](#)
- [6] JA Armstrong, N Bloembergen, J Ducuing, and PS Pershan. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric. *Physical Review*, 127(6) :1918, 1962. [49](#)

## Chapitre 3

# Démonstration expérimentale du contrôle indirect dans le cas de la génération de seconde harmonique

La faisabilité théorique de la combinaison cohérente de générateurs de seconde harmonique par contrôle indirect de la phase a été démontrée dans le chapitre II. La relation de phase inhérente à un processus de conversion de fréquences permet d'agir sur la phase d'une onde fondamentale pour contrôler la phase d'une onde harmonique. L'objectif de ce chapitre est de faire la démonstration expérimentale de la combinaison cohérente de générateurs de seconde harmonique en utilisant le contrôle indirect.

Pour cela, le principe de l'expérience de combinaison de générateurs de seconde harmonique est tout d'abord expliqué. Le montage expérimental permettant cette démonstration est présenté et les différents choix technologiques sont justifiés.

Une fois le montage mis en place, les phases des ondes fondamentales et harmoniques sont étudiées afin de mettre en évidence expérimentalement la relation de phase.

L'asservissement utilisé est ensuite décrit. La boucle d'asservissement est alors fermée afin d'effectuer la mise en phase et de démontrer expérimentalement la possibilité du contrôle indirect.

Un étude fréquentielle des variations de phases est enfin menée pour mieux comprendre la relation de phase et la dynamique du système d'asservissement.

### 3.1 Mise en place du montage expérimental

Le principe de l'expérience est d'abord présenté afin de justifier les différents choix technologiques menant à la mise en place de l'expérience de combinaison de générateurs de seconde harmonique.

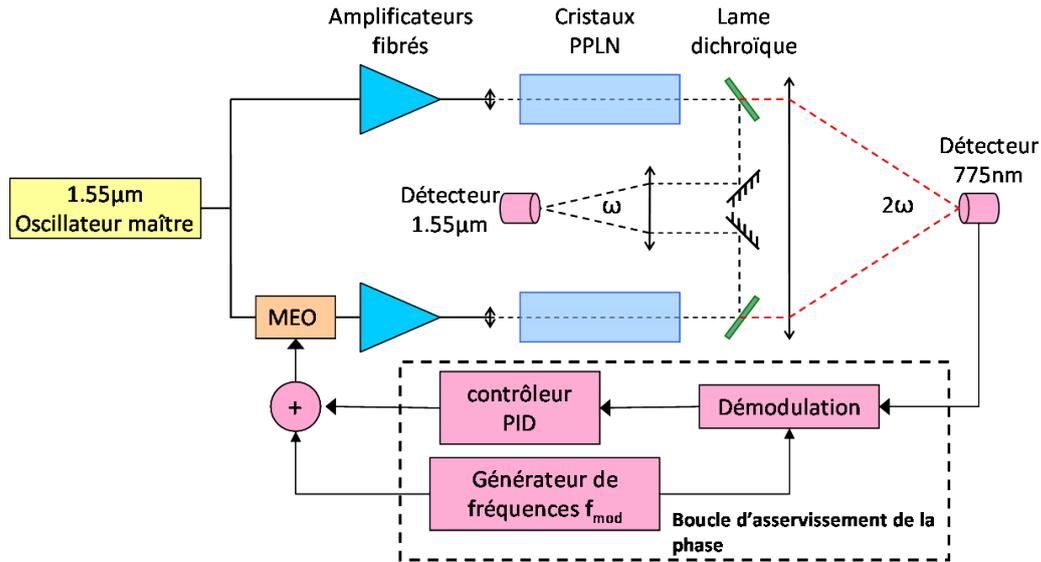


FIGURE 3.1 – Schéma de principe de la combinaison cohérente de générateurs de seconde harmonique. Le contrôle de la phase se fait sur l’onde fondamentale alors que la différence de phase est mesurée sur le signal d’interférence entre les ondes harmoniques.

### 3.1.1 Principe de l’expérience de combinaison de générateurs de seconde harmonique

Le concept sur lequel se base cette expérience a été discuté dans le Chapitre II. Il consiste à piloter la phase de l’onde fondamentale pour contrôler indirectement la phase de l’onde harmonique.

Le schéma de principe de l’expérience est présenté Figure 3.1. Le signal issu d’un oscillateur maître est séparé en deux voies : une référence et une voie modulée. Sur la voie modulée, un modulateur de phase, ici un modulateur électro-optique (MEO) est placé avant l’amplificateur afin d’effectuer le marquage en fréquence et la correction de phase. La phase de la voie de référence fluctue librement. Celle de la voie modulée est asservie pour égaler la phase de référence.

Les deux voies sont amplifiées séparément pour atteindre la puissance optique nécessaire à une conversion de fréquences optiques efficace. Les deux ondes fondamentales sont ensuite utilisées pour le doublage à travers les deux cristaux non linéaires.

L’onde fondamentale et l’onde harmonique, présentes sur chaque voie en sortie de cristal, sont séparées grâce à des lames dichroïques. Les ondes fondamentales et harmoniques sont alors respectivement combinées afin de générer des interférences. Les signaux d’interférence des ondes fondamentales et harmoniques sont collectés par des détecteurs.

La boucle d’asservissement est fermée sur le signal d’interférence des ondes harmoniques. Une détection synchrone démodule à la fréquence de marquage et permet d’accéder au signal d’erreur. La carte d’asservissement de type PID utilise alors ce

signal d'erreur pour déterminer la tension à appliquer sur le modulateur de phase afin de bloquer les interférences dans un état constructif.

En fermant la boucle d'asservissement sur le signal d'interférence des ondes fondamentales, il est possible de les mettre en phase.

### 3.1.2 Combinaison de générateur de seconde harmonique

Une première démonstration expérimentale a été menée précédemment à cette thèse par A. Durécu et al. [1, 2] dans le cas de l'accord de phase par biréfringence (dans du LBO) et dans le cas du quasi-accord de phase (dans du PPLN). Pour l'expérience dans le cas du quasi-accord de phase, les deux ondes harmoniques étaient juxtaposées à l'aide d'un coin de cube. Le contraste ainsi obtenu était relativement faible (0,31) et la mesure de l'erreur de phase résiduelle était limitée par la dynamique de l'oscilloscope. Pour cette nouvelle expérience, la combinaison des deux ondes harmoniques se fera par superposition avec une lame séparatrice 50/50 afin d'obtenir un meilleur contraste. De plus, cette méthode de superposition permet d'obtenir deux figures d'interférence et ainsi de mettre en œuvre une détection I/Q (technique détaillée dans la section 3.2) pour mesurer le déphasage entre les deux voies. La relation de phase pourra donc être étudiée.

#### Génération de seconde harmonique

Pour cette expérience, la génération de seconde harmonique, permettant de convertir la longueur d'onde de  $1,55 \mu\text{m}$  vers  $775 \text{ nm}$  s'effectue avec des cristaux non linéaires de niobate de lithium polarisés périodiquement (PPLN). Les avantages du PPLN sont son efficacité, son absence de walk-off et la possibilité d'utiliser des amplificateurs erbium.

Pour la génération de seconde harmonique, on utilise deux cristaux différents de PPLN disponibles au laboratoire. Les dimensions des cristaux de PPLN vont fixer les paramètres géométriques des ondes fondamentales et l'efficacité atteignable dans chacun des cristaux. Le premier cristal mesure  $5 \text{ cm} \times 1 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$  ( $L \times e \times l$ ) alors que le second fait  $4 \text{ cm} \times 500 \mu\text{m} \times 2 \text{ mm}$ .

La focale des lentilles de collimation est choisie en conséquence. Deux lentilles identiques permettent d'avoir des faisceaux de diamètres voisins en sortie des cristaux ce qui facilite la combinaison. De plus, il faut que le faisceau ne diffracte pas sur les bords des cristaux tout au long de la propagation. Un des cristaux étant de faible épaisseur ( $500 \mu\text{m}$ ) et l'autre de grande longueur ( $5 \text{ cm}$ ), le diamètre du faisceau ne doit donc pas dépasser  $400 \mu\text{m}$  sur  $5 \text{ cm}$ . On choisit donc deux lentilles de collimation de focale  $8 \text{ mm}$  et d'ouverture numérique  $0,5$ . Cela permet d'obtenir un faisceau de  $330 \mu\text{m}$  au waist et ne dépassant pas  $400 \mu\text{m}$  de diamètre sur toute la longueur du cristal.

La période d'inversion des domaines de polarisation doit être en adéquation avec

la température de consigne et la longueur d'onde fondamentale afin de se placer dans le cas du quasi-accord de phase.

De plus, il est préférable d'utiliser les cristaux de PPLN à des températures de consigne élevées pour optimiser leur asservissement en température. En effet, dans le cas d'un four fonctionnant en tout ou rien, plus l'écart entre la température de consigne et l'ambiante est grand, plus le cristal va refroidir rapidement quand la température de consigne est dépassée. L'asservissement en température est donc plus rapide. De plus, une température élevée permet de réduire l'influence de l'effet photoréfractif.

Une longueur d'onde fondamentale de 1553 nm permet d'utiliser des amplificateurs fibrés Erbium classiques. De plus, cela implique que le cristal de 5 cm sera dans les conditions du quasi-accord de phase pour une température de consigne de 69,7 °C. Le cristal de 4 cm fonctionnera lui à 55,5 °C.

L'oscillateur maître utilisé est une diode laser (JDSU) fine spectralement ( $< 1$  MHz) qui délivre un signal à 1553 nm de 50 mW polarisé rectilignement. Deux amplificateurs Erbium commerciaux (Keopsys) à maintien de polarisation sont utilisés. Ils délivrent jusqu'à 2 W de puissance chacun.

Étant donné que le pompage est continu et que la puissance en sortie des amplificateurs est de 2 W, il faut s'attendre à un rendement limité. Une fois l'optimisation des réglages effectuée, on obtient des rendements de 1,5 % pour le cristal de 4 cm et de 2 % pour celui de 5 cm.

Ces rendements sont faibles mais suffisants pour avoir des rapports signal sur bruit satisfaisants, l'objectif n'étant pas d'atteindre des records de puissance. Pour optimiser le rendement, il faudrait des cristaux plus longs, des ondes fondamentales plus intenses ou encore placer le cristal dans une cavité, ce qui compliquerait beaucoup le montage et perturberait le processus de combinaison.

## Combinaison des faisceaux

A la sortie des cristaux, le faisceau fondamental et le faisceau harmonique sont présents. Des lames dichroïques sont utilisées pour les séparer. Étant donné la différence de puissance entre le faisceau fondamental et l'harmonique et la séparation imparfaite par les lames dichroïques, il est nécessaire de disposer deux lames dichroïques successives afin de bien filtrer la composante fondamentale sur la voie du faisceau doublé.

Les faisceaux sont ensuite combinés à l'aide de lames séparatrices 50/50. Les faisceaux sont alors parfaitement superposés et circulaires. Cela permet d'obtenir une figure d'interférence constituée d'anneaux concentriques d'intensité variable.

Les figures d'interférences obtenues pour des interférences destructives et constructives pour le faisceau harmonique sont présentées figure 3.2. Quand les interférences sont destructives, l'intensité est répartie entre le lobe central et le premier anneau

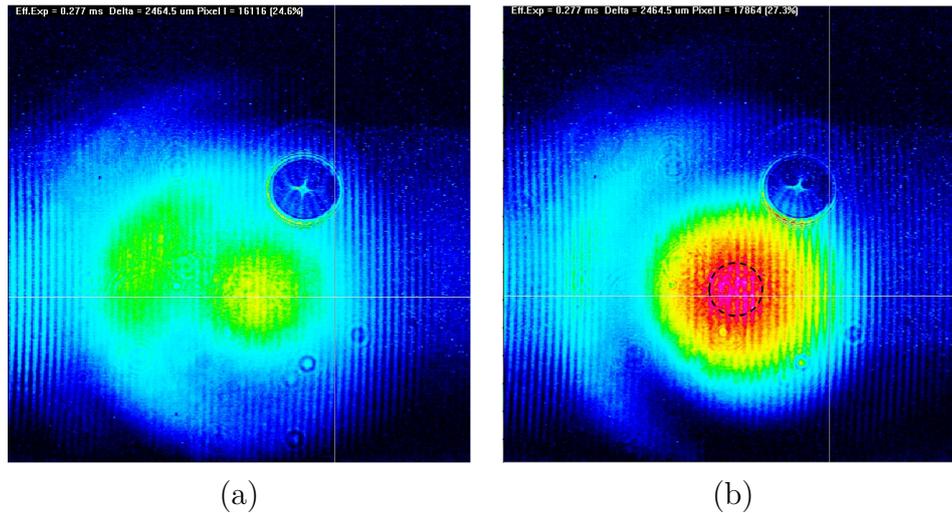


FIGURE 3.2 – Image à la caméra des interférences destructives à 775 nm (a) et des interférences constructives à 775 nm (b). Le rond en pointillés représente la taille du détecteur utilisé pour mesurer le signal d’interférence.

(figure 3.2a). Lorsque les interférences sont constructives, la majorité de la puissance est concentrée dans le lobe central (figure 3.2b). La présence d’un lobe central et d’un premier anneau, au lieu d’un unique lobe central est dû aux différences de rayon de courbures des deux faisceaux en interférences. Les franges verticales observées sur la figure 3.2 sont induites par un défaut de parallélisme de la fenêtre de protection du capteur de la caméra, les poussières et dégâts sur la densité neutre induisent des taches circulaires.

Les détecteurs utilisés pour mesurer les signaux d’interférences sont des photodiodes Thorlabs (DET01C en InGaAs pour le fondamental et DET01A en silicim pour l’harmonique). Si la surface du détecteur est trop importante relativement à la taille de la figure d’interférence, cela revient à moyennner spatialement la figure d’interférence. Le contraste de l’intensité mesurée est alors faible et la détection insensible aux déplacements des franges d’interférences. Il est donc nécessaire que la taille de la zone active de la photodiode ( $1\text{mm}^2$ ) soit petite devant la taille de la figure d’interférence afin d’obtenir un bon contraste de frange et une mise en phase précise. La caméra faisant 7 mm de côté, on a représenté figure 3.2b la taille du détecteur par un rond en pointillés. On obtient un contraste de franges de 0,7 à 775 nm et de 0,85 à 1550 nm, en raison de la différence de puissance entre les deux voies.

La figure 3.3 présente la photographie de la partie en espace libre du montage.

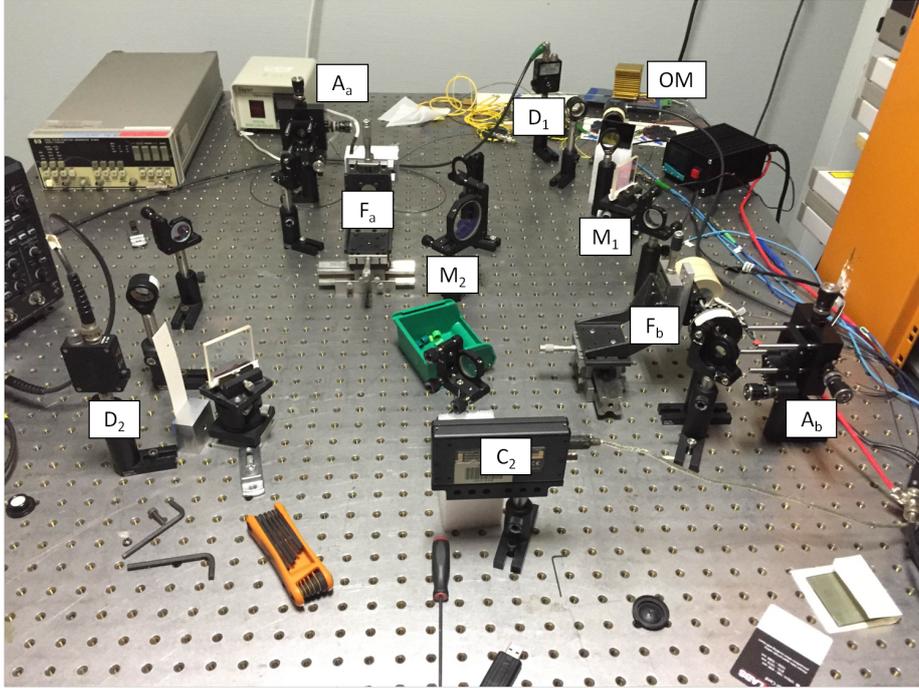


FIGURE 3.3 – Montage expérimental utilisé pour la démonstration de la combinaison cohérente de générateurs de seconde harmonique. Avec *OM* l'oscillateur maître,  $A_a$  et  $A_b$  les sorties des amplificateurs des voies  $a$  et  $b$ ,  $F_a$  et  $F_b$  les fours des cristaux des voies  $a$  et  $b$ ,  $D_1$  et  $D_2$  les détecteurs à  $\omega$  et  $2\omega$ ,  $M_1$  et  $M_2$  les lames séparatrices 50/50 à  $\omega$  et  $2\omega$  et  $C_2$  la caméra à  $2\omega$ .

## 3.2 Mise en évidence expérimentale de la relation de phase

Rappelons que dans le cas du PPLN, en quasi-accord de phase, la relation de phase entre l'onde harmonique et l'onde fondamentale est  $\varphi_{2\omega} = 2\varphi_\omega$  (Eq. 2.36). Dans cette section, on cherche à confirmer expérimentalement cette relation de phase.

Pour cela, il faut mesurer les phases des ondes fondamentales et harmoniques simultanément en sortie de cristal. En pratique, seule la différence de phase ou déphasage entre deux ondes est une grandeur mesurable. On va donc mesurer le signal d'interférence entre les ondes harmoniques et celui des ondes fondamentales dans le même temps. Ces signaux d'interférences contiennent l'information sur les déphasages qui nous intéressent.

### 3.2.1 Méthodologie de mesure des phases

Afin d'effectuer des mesures de phase, la technique de détection I/Q est mise en œuvre. Elle consiste à séparer le faisceau d'interférence en deux parties et envoyer simultanément le signal optique sur deux détecteurs décalés en quadrature de phase. Cela revient à placer un détecteur au centre de l'une des figures d'interférence et à

décaler l'autre spatialement de  $\pi/2$  sur l'autre figure d'interférence.

Le montage expérimental de la mise en évidence de la relation de phase est présenté figure 3.4. Étant donné que l'objectif est de laisser les phases varier librement, l'électronique de mise en phase n'est pas utilisée dans un premier temps. Les faisceaux sont combinés avec des lames séparatrices 50/50, ce qui permet de générer des interférences. De plus, cela présente l'avantage de générer les deux faisceaux combinés, nécessaires à la détection I/Q. Une détection I/Q est utilisée pour les ondes fondamentales et une autre pour les ondes harmoniques. On peut donc mesurer simultanément les déphasages entre les deux voies :  $\Delta\varphi_\omega$  et  $\Delta\varphi_{2\omega}$ .

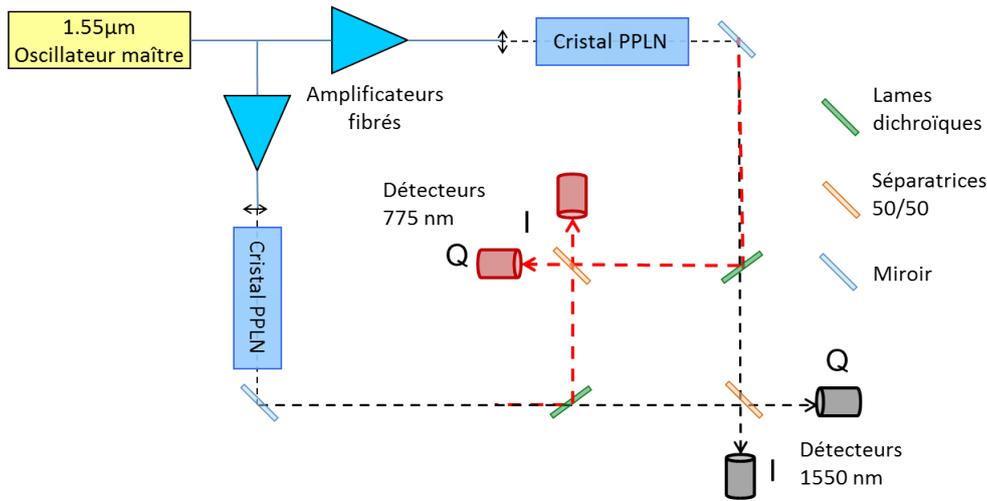


FIGURE 3.4 – Schéma du montage expérimental permettant la mesure du déphasage entre les deux voies pour les ondes fondamentales et les ondes harmoniques

Un premier détecteur va mesurer un signal I de la forme :

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

Avec  $\Delta\varphi(t) = \varphi_r - \varphi_m$  le déphasage entre les deux voies. Le deuxième étant décalé en quadrature de phase, il mesure un signal Q de la forme :

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

Lorsque la phase varie librement, le tracé de I en fonction de Q dessine une ellipse. La figure 3.5a représente l'ellipse I(Q) en fonction du décalage entre les deux photodiodes. Si les photodiodes sont en phase ou en opposition de phase, l'ellipse tend vers une droite affine (respectivement en noir et en rouge sur la figure 3.5a). Entre ces deux positions extrêmes, l'ellipse tourne en fonction de la quantité de sinus et de cosinus présente dans le I et le Q (deux décalages intermédiaires sont tracés sur la figure 3.5a en bleu et en orange). Si les photodiodes sont en quadrature de phase, l'ellipse sera symétrique par rapport à la verticale et à l'horizontale (en vert), c'est la position recherchée pour la mesure du déphasage. Expérimentalement, pour s'assurer d'être bien en quadrature de phase, on utilise un module d'acquisition qui permet de tracer

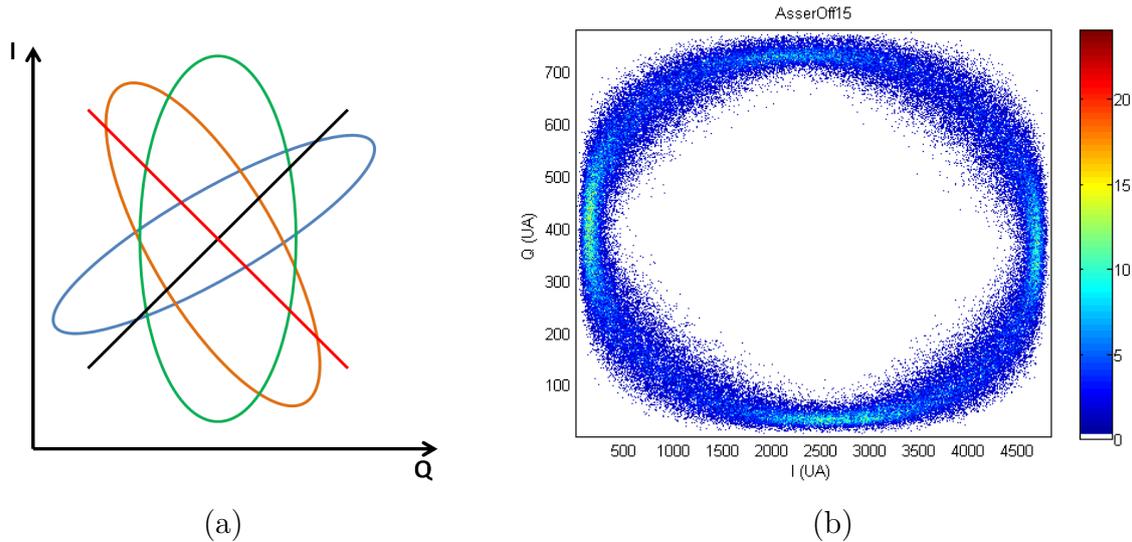


FIGURE 3.5 – (a) Représentation schématique des ellipses  $I(Q)$  en fonction du décalage entre les photodiodes. En phase en noir, en opposition de phase en rouge, en quadrature de phase en vert et dans des états intermédiaires en bleu et en orange. (b) Tracé de  $Q(t)$  en fonction de  $I(t)$  lorsque le déphasage varie librement et que les photodiodes sont en quadratures de phase.

$I(Q)$  en temps réel afin de placer correctement les détecteurs. La figure 3.5b présente l'ellipse tracé pendant une acquisition de 1 minute lorsque les photodiodes sont en quadrature de phase. La photodiode  $I$  étant au centre de la figure d'interférence, elle va recevoir plus de signal que la photodiode  $Q$  décalée sur la figure d'interférence.

Cette ellipse est centrée sur la valeur moyenne de  $I$  et de  $Q$ , c'est à dire centrée sur  $(A,C)$ . On calcule donc la moyenne de  $I$  et de  $Q$  afin de recentrer l'ellipse à l'origine. On normalise ensuite afin que l'ellipse devienne un cercle de rayon valant l'unité. Ce cercle est alors le cercle trigonométrique. Une fonction arc tangente permet alors de déterminer le déphasage.

Mathématiquement, le déphasage  $\Delta\varphi$  se calcule à partir de la formule :

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

La fonction arc tangente donne la phase à  $2\pi$  près, ce qui crée artificiellement des sauts de phase de  $2\pi$ . Pour s'en affranchir, on cherche tous les sauts de phase supérieurs à  $|\pi|$  et on rajoute ou retranche  $2\pi$  aux points suivants afin de supprimer ces sauts de phase [3]. Pour cela, la fonction *unwrap* de Matlab est utilisée. Cette fonction *unwrap* ne fonctionne correctement que si le rapport signal sur bruit est suffisamment bon. Il faut de plus faire attention à ne pas supprimer les vrais sauts de phase. Les vrais sauts de phase sont repérés par une variation rapide d'amplitude du signal d'interférence.

Une fois le montage de mesure de phase mis en place, il permet de mesurer simultanément les déphasages des ondes fondamentales et harmoniques.

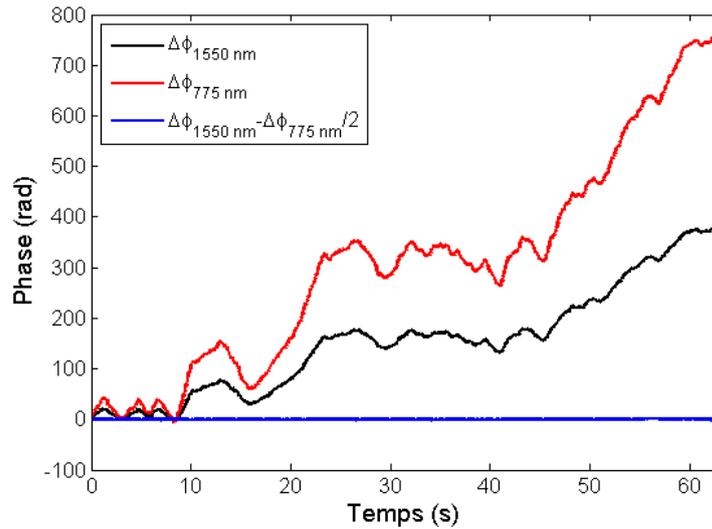


FIGURE 3.6 – PPLN : Évolution temporelle des déphasages des ondes fondamentales et harmoniques lorsqu’elles varient librement.  $\Delta\varphi_{1550nm} - \Delta\varphi_{775nm}/2$  est aussi tracé pour vérifier la relation de phase.

### 3.2.2 Résultats obtenus

On utilise le montage présenté figure 3.4 et une acquisition de 1 minute est effectuée alors que les phases varient librement. On obtient les déphasages présentés sur la figure 3.6 pour les ondes fondamentales en noir et les ondes harmoniques en rouge.

Sur la figure 3.6, on présente l’évolution temporelle des phases durant toute l’acquisition. Le déphasage des ondes harmoniques a une excursion de 800 rad, celui des ondes fondamentales varie sur 400 rad, c’est-à-dire la moitié. Les variations des déphasages des ondes harmoniques suivent à un facteur deux près le déphasages des ondes fondamentales, conformément à la relation de phase dans le cas du quasi-accord de phase.

Pour le vérifier, la différence entre le déphasage à 1550 nm et la moitié du déphasage à 775 nm est aussi tracé sur la figure 3.6. Cette différence est constante. La relation  $\Delta\varphi_{2\omega} = 2\Delta\varphi_{\omega}$  est donc vérifiée expérimentalement dans le cas du quasi-accord de phase.

Sur la figure 3.7, on trace de même les déphasages mesurés par A. Durécu lors de l’expérience de combinaison de deux générateurs de seconde harmonique dans le cas de l’accord de phase par biréfringence [1, 2] (doubleurs de 1064 nm vers 532 nm dans du LBO). Cette mesure est effectuée sur un temps plus court (16 s), les excursions des déphasages sont donc moins importantes.

De même que pour le PPLN, les motifs se répètent et la relation paraît vérifiée. Si on trace, de la même façon, la différence entre le déphasage de l’onde fondamentale et la moitié du déphasage de l’onde harmonique sur la figure 3.7, la différence obtenue est constante au cours du temps. La relation de phase  $\Delta\varphi_{2\omega} = 2\Delta\varphi_{\omega}$  est donc

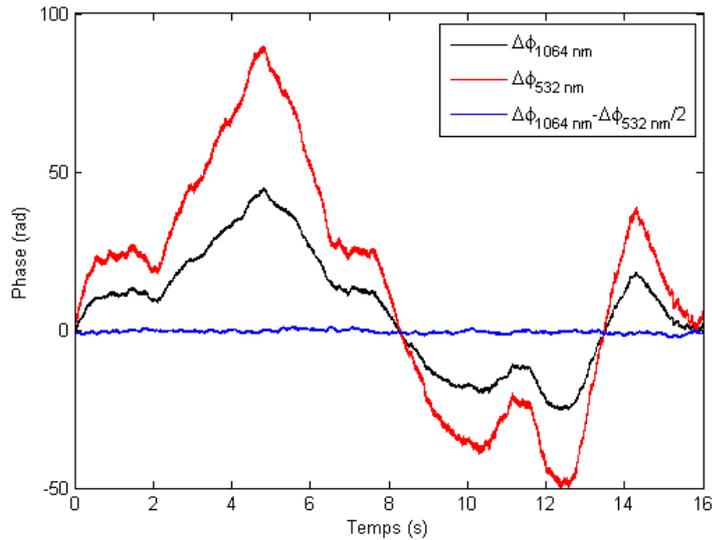


FIGURE 3.7 – LBO : Évolution temporelle des déphasages des ondes fondamentales et harmoniques lorsqu’elles varient librement.  $\Delta\varphi_{1064nm} - \Delta\varphi_{532nm}/2$  est aussi tracé pour vérifier la relation de phase.

vérifiée dans le cas de l’accord de phase exact. Etant donné qu’il n’est pas possible de mesurer des phases mais seulement des déphasages, le  $\pi/2$  de la relation de phase est invérifiable.

Afin d’étudier l’influence d’un offset sur la relation de phase, la mesure du déphasage est effectuée pour différentes températures de consigne sur le cristal  $b$ . Dans la théorie, cela revient à rajouter un léger  $\Delta kL$  dans l’équation de phase. Qu’en est-il dans la réalité ?

La plage de température sur laquelle il est possible de faire la mesure est limitée par le rapport signal sur bruit. En effet, lorsque la température de consigne s’éloigne de  $55,5\text{ }^\circ\text{C}$ , l’efficacité de conversion diminue. On présente figure 3.8a, la courbe de puissance à 775 nm en fonction de la température. Cela permet de se rendre compte du positionnement des points de mesure choisis.

La figure 3.8b présente les courbes  $\Delta\varphi_{2\omega} - \Delta\varphi_{\omega}$  pour des températures de four allant de  $54,5\text{ }^\circ\text{C}$  à  $56\text{ }^\circ\text{C}$ . On observe que les courbes  $\Delta\varphi_{2\omega} - \Delta\varphi_{\omega}$  sont constantes, au bruit de mesure près. Le bruit de mesure est d’autant plus important que en soustrayant les phases, les bruits s’ajoutent. Cette constante dépend de la température de consigne du four et du moment où la mesure est prise. L’étude de l’évolution de l’offset en fonction de la température est biaisée par les variations thermiques du chemin optique en dehors des cristaux. Mais l’important est de noter que le changement de température de l’un des cristaux induit un offset de phase supplémentaire. Un léger désaccord de phase n’aura donc pas d’influence négative sur la qualité de mise en phase, car il sera filtré par la détection synchrone.

La relation de phase a été vérifiée expérimentalement dans le cas du quasi-accord

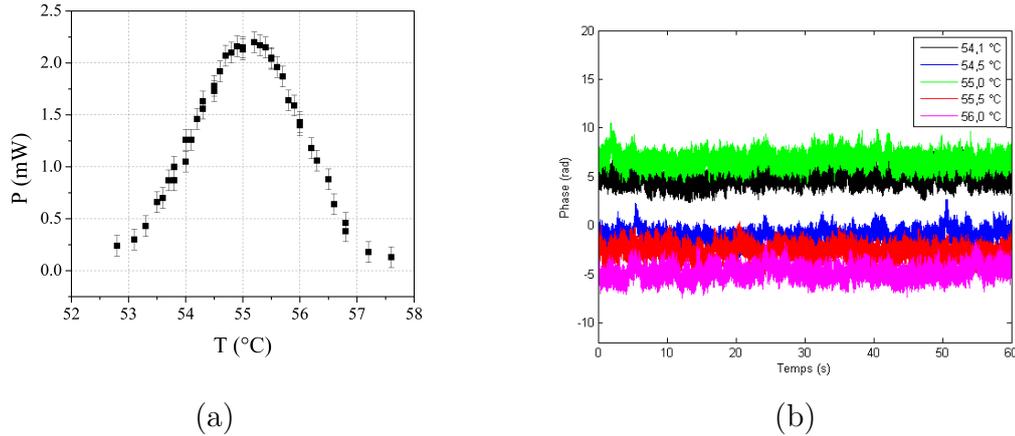


FIGURE 3.8 – (a) Puissance de l'onde doublée en fonction de la température du cristal  $b$ . (b) évolution du déphasage  $\Delta\varphi_{2\omega} - \Delta\varphi_{\omega}$  pour différentes valeurs de la température du cristal  $b$

de phase et de l'accord de phase exact. L'influence d'un offset de phase a été étudié en faisant varier la température de commande du four de l'un des deux cristaux. La relation de phase va donc pouvoir être exploitée pour effectuer le contrôle indirect de la phase de l'onde harmonique en agissant sur celle de l'onde fondamentale.

### 3.3 Contrôle indirect de la phase de l'onde doublée

La vérification expérimentale la relation de phase prévue par la théorie a été présentée dans la section 3.2. Nous allons maintenant utiliser cette relation de phase afin de faire de la combinaison cohérente de générateurs de seconde harmonique.

Pour faire cette démonstration expérimentale, il faut mettre en place la boucle d'asservissement qui permet de bloquer les interférences dans un état constructif.

#### 3.3.1 Mise en place de l'asservissement

La théorie de la technique de marquage en fréquence a été décrite dans la section 2.1. On cherche dans cette section à introduire l'asservissement dans le montage expérimental.

La figure 3.9 présente le schéma de la boucle d'asservissement. Le générateur de fréquences délivre un signal sinusoïdal à la fréquence de modulation  $\omega_m$ . Cette sinusoïde assure le marquage en fréquence de la phase de l'une des voies à l'aide du MEO. La démodulation du signal d'interférence à cette fréquence de modulation est effectuée à l'aide d'une détection synchrone. La détection synchrone multiplie le signal d'interférence par un sinus à cette même fréquence de modulation puis effectue un filtrage passe bas afin d'obtenir le signal d'erreur  $S_m$ . La carte PID cherche à minimiser ce signal d'erreur en appliquant une tension de correction  $\Delta V$  sur le MEO.

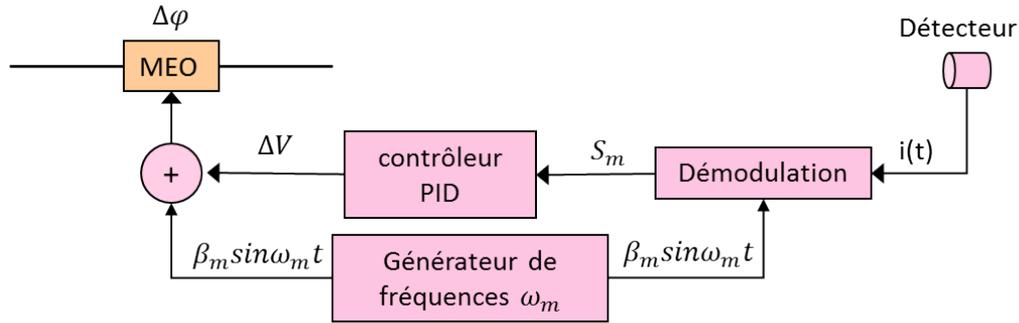


FIGURE 3.9 – Schéma de la boucle d’asservissement permettant la stabilisation des interférences dans un état constructif.

La fréquence de marquage détermine la rapidité de l’électronique à mettre en œuvre et la bande passante de la boucle d’asservissement. Dans les amplificateurs fibrés, la plupart des variations de la phase sont d’origine thermique et ont donc des dynamiques inférieures à kHz [4][5], une fréquence de marquage de quelques dizaines de kHz suffit donc. Cela permet d’utiliser une détection synchrone commerciale SR830 (Stanford Research Systems). La profondeur de modulation ( $\beta_m$ ) est l’amplitude de la sinusoïde de modulation. Cette modulation doit être visible pour être utilisée lors de la démodulation sans toutefois perturber le signal d’interférence. Sachant que la tension de commande du MEO ( $V_\pi$ ) correspondant à un décalage de  $\pi$  de la phase est de quelques volts (4 V à 775 nm et 8 V à 1550 nm), on choisit une sinusoïde à 56,6 kHz de 200 mV d’amplitude.

Les paramètres de la détection synchrone sont déterminés afin d’optimiser le signal d’erreur  $S_m$ . C’est-à-dire le gain de l’amplificateur (10 V/sensibilité) et la constante temporelle du filtre passe bas  $t_{time}$ . Le choix du gain doit permettre de garder suffisamment de signal après le filtre passe bas sans être trop important car le bruit est aussi amplifié. La sensibilité est réglée sur 200 mV. La constante temporelle du filtre est notée  $t_{time} = 1/2\pi f$  avec  $f$  la fréquence de coupure du filtre à -3 dB. Le filtre doit éliminer les bruits électroniques et les bruits dus aux composantes non désirables du signal d’erreur comme expliqué dans la section 2.1. Dans toute la suite de ce chapitre, on prendra  $t_{time} = 1 \mu s$ .

Le réglage de la détection synchrone est optimal lorsque le signal d’erreur est nul alors que le signal d’interférence est à un extremum. La figure 3.10 montre un exemple de signal d’erreur généré par la détection synchrone à partir d’un signal d’interférence. On remarque que les 0 du signal d’erreur coïncident effectivement avec les extrema du signal d’interférence. On en déduit que la détection synchrone est bien réglée et que le signal d’erreur est utilisable par le contrôleur PID.

Il faut ensuite régler les paramètres du contrôleur PID (Proportionnel Intégral Dérivée) afin d’optimiser l’asservissement et minimiser la phase résiduelle. Le D n’est pas utilisé ici, car il permet d’éliminer les biais sur du long terme. Comme les acquisitions se font sur une minute environ, il n’a pas d’influence. Dans un sys-

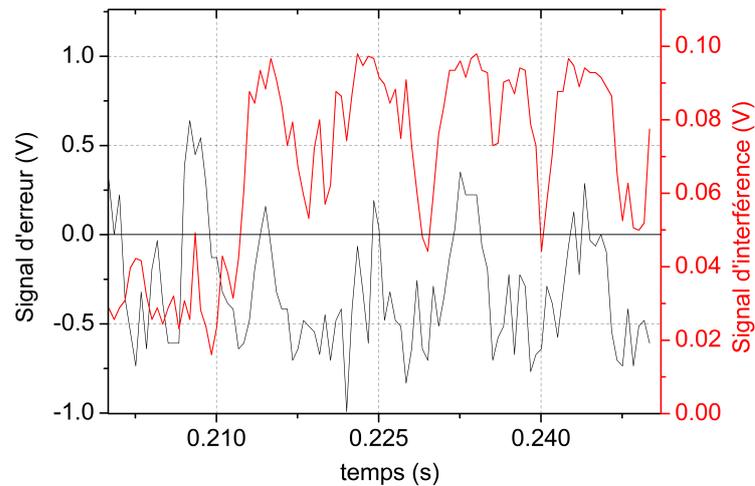


FIGURE 3.10 – Illustration du réglage de la détection synchrone : le signal d'erreur doit être à 0 quand le signal d'interférence est à un extremum.

tème plus abouti, il pourrait être réglé. Le signal en sortie du contrôleur PI est :  $\Delta V = A(P * S_m + I \int S_m) + B$  avec A et B les paramètres de l'étage de sortie du PI qui permettent d'adapter le signal du PI à la plage de tension de commande du MEO.

On commence par le réglage du I. Le signe du I détermine si les interférences se bloquent sur un état d'interférence constructif ou destructif, c'est-à-dire si le  $\Delta\varphi$  se bloque sur 0 ou sur  $\pi$ . Si I est trop faible, le signal d'interférence ne converge pas vers le maximum. Si le paramètre I est trop grand, on observe l'apparition d'oscillations sur le signal d'interférence. Pour le régler on augmente doucement le I, la mise en phase s'améliore jusqu'au moment où les oscillations apparaissent. Il faut alors revenir à la dernière valeur de I avant l'apparition des oscillations. En augmentant la valeur de P, on réduit le temps de convergence vers un optimum. Mais de même que pour I, si le P devient trop grand, on observe l'apparition d'oscillations.

La plage d'excursion du MEO est finie (comprise entre -9V et +9V) alors que les fluctuations de phase peuvent avoir des excursions qui dépassent les déphasages accessibles au MEO (800 rad en 1 min figure 3.6a). Lorsque le signal de commande approche de la tension maximale ou minimale du MEO, l'asservissement effectue un déphasage de  $2\pi$  afin de ramener la tension de commande plus près du centre de sa plage de fonctionnement. Le dernier paramètre à régler est donc le paramètre M qui détermine l'amplitude de bascule. Cela se traduit sur le signal d'interférence par la présence de décrochages très brefs (voir figure 3.11). Cette figure montre l'évolution temporelle de la tension de commande du MEO (en rouge) et du signal d'interférence (en bleu). On observe que lorsque la tension de commande effectue une bascule, cela correspond à un pic sur le signal d'interférence. Le réglage de la bascule consiste à chercher la valeur de M minimisant l'amplitude et la largeur du décrochage dû à la

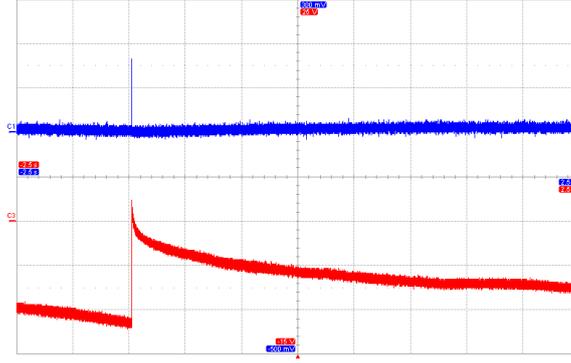


FIGURE 3.11 – Influence d’une bascule sur un signal d’interférence lorsque la boucle d’asservissement est fermée. En bleu le signal d’interférence et en rouge la tension de commande du MEO. Le réglage de la bascule doit minimiser l’amplitude et la largeur du pic bleu. Image issue de [6].

bascule, lorsque la mise en phase est active.

La boucle de rétroaction mise en place, on passe maintenant à la démonstration de combinaison cohérente de générateurs de seconde harmonique.

### 3.3.2 Résultats de mise en phase

#### Boucle d’asservissement fermée sur le signal d’interférences des ondes fondamentales

Pour vérifier le fonctionnement de l’asservissement, on commence par fermer la boucle d’asservissement sur le signal d’interférence des ondes fondamentales. Les évolutions temporelles des signaux d’interférences des ondes fondamentales et harmoniques en boucle d’asservissement fermée puis ouverte sont présentées figure 3.12. Tant que la boucle d’asservissement est fermée, les ondes fondamentales sont en phase et le signal d’interférence est à son maximum. Quand la boucle est ouverte, le déphasage fluctue librement et le signal d’interférence varie rapidement entre un état constructif et destructif.

Pour estimer la qualité de mise en phase à partir de la mesure du signal d’interférence, on calcule l’erreur de phase résiduelle  $\Delta\varphi_{res}$ .

L’erreur de phase résiduelle est calculée à partir de la dérivée du signal électrique d’interférence qui est égale à :

$$V = \frac{V_{max} - V_{min}}{2}(1 + \cos \Delta\varphi) \quad (3.4)$$

Avec  $V_{max}$  et  $V_{min}$  les tensions correspondant respectivement à une interférence constructive ou destructive, comme présenté figure 3.12.  $\Delta\varphi$  est la différence de phase entre les deux voies.

La différence résiduelle de phase est alors calculée en faisant un développement

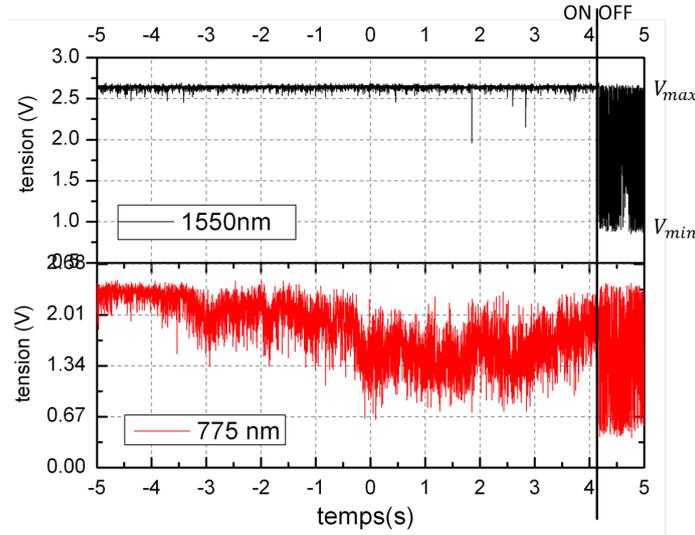


FIGURE 3.12 – Signal d'interférence à 1550 nm et à 775 nm lorsque la boucle d'asservissement est successivement fermée sur le signal d'interférence à 1550 nm puis ouverte.

limité, elle n'est valable que pour des petits  $\Delta\varphi$ , c'est-à-dire lorsque la boucle d'asservissement est fermée et les ondes en phase. L'erreur de phase résiduelle est alors :

$$\Delta\varphi_{res} = 2\sqrt{\frac{\Delta V_{RMS}}{V_{max} - V_{min}}} \quad (3.5)$$

Avec  $\Delta V_{RMS}$  la moyenne quadratique du signal.

La qualité de mise en phase est déterminée par le déphasage résiduel exprimé en différence de chemin optique c'est-à-dire en  $\lambda/N$ , où  $N$  est une fraction de  $2\pi$  :

$$N = 2\pi/\Delta\varphi_{res} \quad (3.6)$$

On mesure ici une qualité de mise en phase de l'onde fondamentale de  $\lambda/25$ . On considère généralement que la qualité de mise en phase est bonne quand le déphasage résiduel  $\lambda/N$  est inférieur à  $\lambda/20$ . Le déphasage résiduel obtenu ( $\lambda/25$ ) correspond donc à une très bonne qualité de mise en phase. D'autant plus que la mesure du  $\Delta V_{RMS}$  est limitée par le bruit électronique généré par la détection synchrone détecté par l'oscilloscope. C'est donc une estimation basse de la qualité de mise en phase.

Le signal d'interférence des ondes harmoniques varie moins quand la boucle d'asservissement est fermée sur le fondamental que quand elle est ouverte. S'il reste une variation de phase résiduelle  $\Delta\varphi_{\omega}^{res}$  à 1550 nm, la relation de phase impose qu'elle sera deux fois plus importante à 775 nm. De plus, des fluctuations liées au chemin optique ne sont pas compensées. Il est donc logique que la mise en phase simultanée ne soit pas observée et que l'onde harmonique ne soit que partiellement mise en phase.

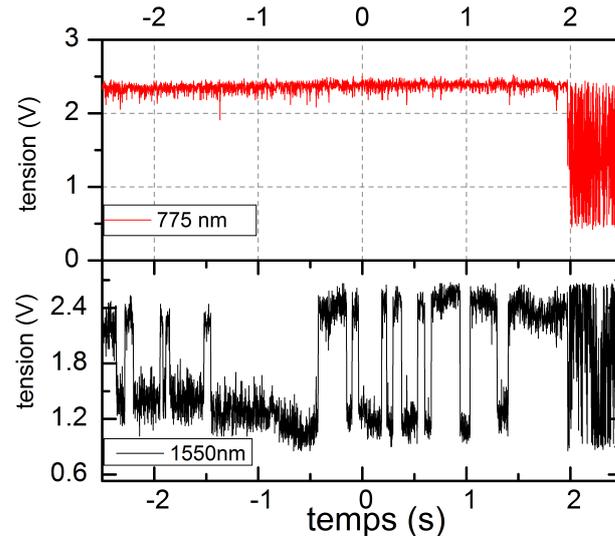


FIGURE 3.13 – Signal d’interférence à 775 nm et à 1550 nm lorsque la boucle d’asservissement est successivement fermée sur le signal d’interférence à 775 nm puis ouverte.

### Boucle d’asservissement fermée sur le signal d’interférence des ondes harmoniques

La boucle d’asservissement étant fonctionnelle, on ferme la boucle d’asservissement sur le signal d’interférence des ondes harmoniques.

La figure 3.13 compare l’évolution temporelle du signal d’interférence de l’onde harmonique et de l’onde fondamentale quand la boucle d’asservissement est fermée sur le signal d’interférence des ondes harmoniques puis ouverte (à  $t=2$  s). On observe que tant que la boucle d’asservissement est fermée, les interférences des ondes harmoniques sont bloquées sur un état constructif. Lorsque la boucle d’asservissement est ouverte, le déphasage entre les ondes harmoniques varie librement et le signal d’interférence fluctue rapidement entre un état constructif et destructif.

Lorsque la boucle d’asservissement est fermée sur le signal d’interférence à 775 nm, on obtient une qualité de mise en phase de  $\lambda/20$ . En pilotant la phase de l’onde fondamentale à l’aide d’un MEO, on arrive donc à mettre en phase l’onde harmonique avec une bonne qualité de mise en phase.

Toutefois, on observe des sauts de phase sur le signal d’interférences des ondes fondamentales (voir figure 3.13). Ces sauts de phases sont concomitants avec les bascules du MEO. Dans un premier temps, la bascule est optimisée (section 3.3.1) pour correspondre à un déphasage de  $2\pi$  pour les ondes harmoniques. Or la relation de phase impose que  $\Delta\varphi_\omega = \Delta\varphi_{2\omega}/2$ , les sauts de phase sont donc de  $\pi$  pour l’onde fondamentale. Il est donc logique que les interférences des ondes fondamentales passent d’un état constructif à destructif à chaque bascule.

Dans un second temps, en réglant la bascule du PID sur  $4\pi$  à 775 nm plutôt que

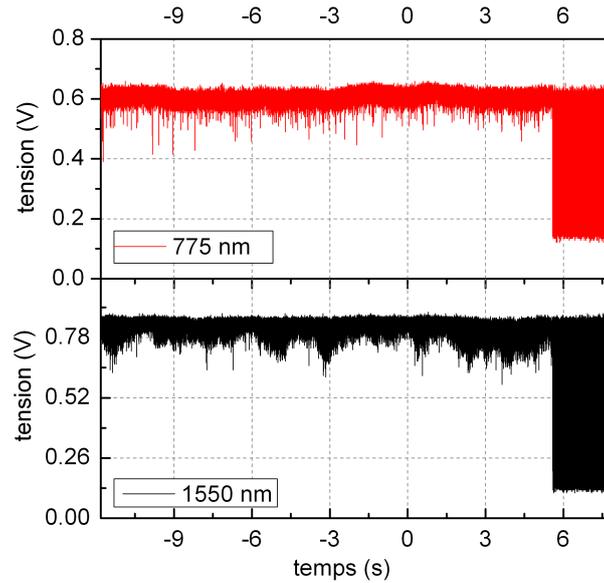


FIGURE 3.14 – Signal d’interférence à 775 nm et à 1550 nm lorsque la boucle d’asservissement est successivement fermée sur le signal d’interférence à 775 nm puis ouverte. Réglage de la bascule optimal, tel que le saut de phase soit de  $4\pi$  à 775 nm et  $2\pi$  à 1550 nm. Un offset de phase supplémentaire a été ajoutée, à l’aide d’une lame prismatique, pour que les les interférences des ondes fondamentales soient aussi constructives.

sur  $2\pi$ , on supprime ces sauts de phase. Les décrochages dus aux bascules sont alors plus importants sur l’onde harmonique mais cela permet d’éviter les sauts de phase sur l’onde fondamentale. La stabilisation des interférences des ondes fondamentales ne se fait pas forcément sur un état d’interférence constructif en raison de l’offset de phase imputable aux conditions expérimentales. Pour forcer la stabilisation sur un état d’interférence constructif, un petit offset de phase est ajouté en changeant le chemin optique entre le faisceau fondamental et le faisceau harmonique à l’aide d’une lame prismatique monté sur un moteur piézoélectrique.

Les résultats obtenus avec ce réglage de la bascule et ce réglage du chemin optique sont présentés figure 3.14. On observe une mise en phase simultanée des ondes harmoniques et fondamentales. La qualité de mise en phase des ondes fondamentales est tout de même moins bonne que celles des ondes harmoniques. En théorie, la mise en phase devrait être de meilleure qualité car s’il reste à 775 nm une erreur de phase résiduelle de  $\Delta\varphi_{2\omega}^{res}$  alors l’erreur de phase résiduelle à 1550 nm devrait être de  $\Delta\varphi_{2\omega}^{res}/2$ . La qualité de mise en phase des ondes fondamentales est donc dégradée par des fluctuations de phases parasites. Pour tenter de déterminer l’origine de ces fluctuations, une étude fréquentielle de la phase est nécessaire.

Par ailleurs, la mise en phase simultanée n’avait pas été observée sur les expériences de combinaison dans du LBO, réalisées avant cette thèse par A.Durécu [1, 2]. En effet, une forte modulation, d’origine inconnue, supprimée par l’asservissement

sur les ondes doublées empêchait la mise en phase des ondes fondamentales. Cette modulation peut être observée sur les déphasages de la figure 3.7b.

## Conclusion

L'expérience de combinaison cohérente de générateurs de seconde harmonique est rendue possible par l'utilisation du contrôle indirect. La relation de phase peut être utilisée pour contrôler la phase de l'onde harmonique en agissant sur la phase de l'onde fondamentale avec un MEO opérant à une longueur d'onde standard (ici 1550 nm). La qualité de mise en phase obtenue est bonne. La démonstration a été effectuée ici dans le cas du quasi-accord de phase, mais une démonstration analogue avait été effectuée par A. Durécu [1, 2] dans le cas de l'accord de phase exact.

La mise en phase simultanée est obtenue avec une qualité de mise en phase raisonnable des ondes fondamentales. Pour préciser l'origine des fluctuations parasites une étude fréquentielle est nécessaire, c'est l'objet de la section suivante.

## 3.4 Étude fréquentielle de la phase

Pour approfondir notre connaissance des mécanismes mis en jeu, de la relation de phase et de son utilisation pour le contrôle indirect, on effectue une étude fréquentielle de la phase. Cette étude permet de s'intéresser aux fluctuations parasites et d'identifier les différentes sources de bruit. L'isolation des sources de bruit incriminées est alors effectuée afin de les diminuer et ainsi améliorer la qualité de mise en phase. L'étude fréquentielle permet, de plus, d'étudier le système d'asservissement.

Cette étude fréquentielle s'appuie sur deux techniques : la mesure de la densité spectrale de phase (PSD) et la mesure de la réponse impulsionnelle.

### 3.4.1 La densité spectrale de phase

#### Introduction de la PSD

La densité spectrale de phase représente la répartition des fluctuations de phase en fonction de la fréquence, soit le poids de chaque fréquence dans les fluctuations de phase. La densité spectrale de phase se calcule comme le module au carré de la transformée de Fourier de la phase, divisée par le temps d'intégration (T) (eq. 3.7). Elle s'exprime en  $\text{Hz}^{-1}$  et on la trace habituellement en échelle logarithmique.

$$PSD_{\Delta\varphi} = |TF[\Delta\varphi(t)]|^2/T \quad (3.7)$$

La densité spectrale permet de repérer les différentes zones des fluctuations de phase, d'identifier les pics de fluctuations parasites et donc de mieux comprendre les résultats de mise en phase.

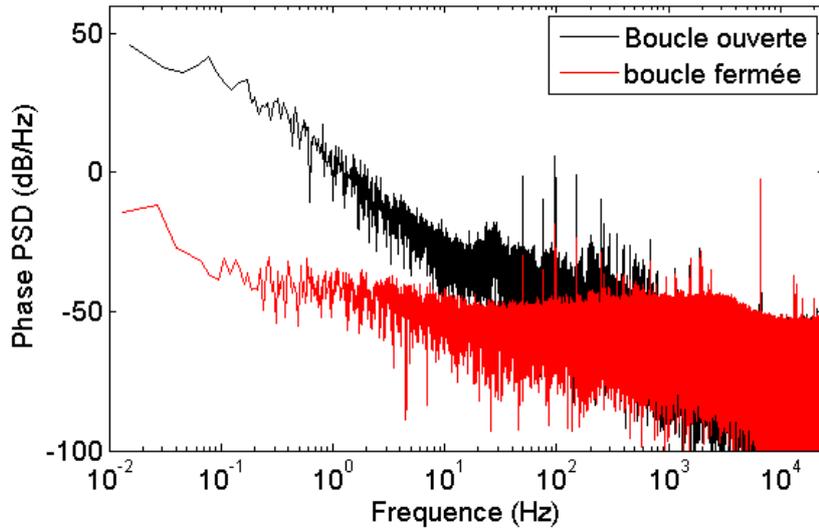


FIGURE 3.15 – Densité spectrale de phase des ondes harmoniques quand la boucle d’asservissement est ouverte ou fermée sur le signal d’interférence des ondes harmoniques

De plus, la densité spectrale de phase permet d’évaluer la qualité de mise en phase (i.e. le  $\lambda/N$ ) avec plus de précision. Pour calculer le  $\lambda/N$ , l’égalité de Parseval est utilisée :

$$Var(\Delta\varphi) = \int_0^\infty PSD_{\Delta\varphi}(\omega) d\omega \quad (3.8)$$

Le  $N$  du  $\lambda/N$  a été défini par l’équation 3.6 à partir de l’écart type de  $\Delta\varphi$ , donc la racine carrée de la variance. De manière pratique, le  $\lambda/N$  s’exprime à partir de la racine carrée de l’intégrale de la PSD.

Cette technique de calcul utilise la phase mesurée par détection I/Q et non plus le signal d’interférence pour évaluer la qualité de mise en phase. Une variation de puissance de l’une des deux voies sera détectée par les deux photodiodes de la détection I/Q simultanément et ne se répercutera pas sur la mesure de phase. Cette méthode de mesure permet donc de s’affranchir des variations de puissance des deux voies et des limites de la sensibilité de l’oscilloscope.

### Analyse de la PSD

Les densités spectrales de phase sont tracées figure 3.15 pour le déphasage des ondes harmoniques lorsque la boucle d’asservissement est ouverte ou fermée sur le signal d’interférences des ondes harmoniques. Les acquisitions durent 1 minute avec une fréquence d’acquisition de 50 kHz. Il n’est donc pas possible de calculer la PSD pour des fréquences supérieures à 25 kHz (fréquence de Nyquist). D’autre part, les valeurs de PSD pour des fréquences inférieures à 0,1 Hz, ne comportent pas assez de points pour être représentatives.

Plus les fluctuations de phases sont nombreuses, plus l’aire sous la courbe de

PSD est grande. A boucle ouverte, la majeure partie des fluctuations a une fréquence inférieure à quelques kilohertz. Il faut donc que la fréquence de coupure de l'asservissement soit supérieure au kilohertz pour obtenir une bonne qualité de mise en phase ( $> \lambda/20$ ).

On observe que la PSD à boucle fermée est inférieure à celle en boucle ouverte jusqu'à une certaine fréquence ( $\approx 4$  kHz) car en boucle fermée, l'asservissement minimise les variations du  $\Delta\varphi$ . On remarque que ce sont principalement les fluctuations à basses fréquences qui sont éliminées par l'asservissement.

L'asservissement a besoin d'un certain nombre d'itérations pour bloquer les interférences dans un état constructif. A partir d'une certaine fréquence, l'asservissement ne peut plus suivre suffisamment rapidement, et ne compense plus les fluctuations de phases. 4 kHz doit être proche de la fréquence de coupure sachant que la fréquence de marquage est ici de 56,6 kHz. On cherchera d'ailleurs dans la suite à mesurer la fréquence de coupure à partir de laquelle les fluctuations de phase ne sont plus compensées par l'asservissement.

L'étude de la PSD permet aussi d'identifier certains pics de fréquences parasites et d'essayer d'atténuer les fluctuations de phase associées à ces pics.

Par exemple, à boucle d'asservissement ouverte, le pic large centré sur 15 Hz environ est dû aux fluctuations de température du four contenant le cristal de 5 cm. Ce four fonctionne en tout ou rien, 15 Hz est la fréquence à laquelle l'asservissement en température du four envoie la commande. Ce pic étant dans la bande passante de l'asservissement, les fluctuations sont compensées et n'apparaissent pas sur la PSD à boucle fermée. L'autre four n'apparaît pas sur la PSD, son asservissement étant basé sur un module Peltier, les variations de température et donc les fluctuations de phase induites sont beaucoup plus petites.

Les pics fins à 50 Hz, 100 Hz et toutes les harmoniques sont du bruit électrique. Leur présence était limitante pour la qualité de mise en phase. Afin de réduire ce bruit, le détecteur servant à la mise en phase a été isolée électriquement des détecteurs servant à la mesure de phase. La qualité de mise en phase de l'onde harmonique est ainsi passée de  $\lambda/22$  à  $\lambda/30$ .

Il est aussi intéressant de calculer les PSD des ondes fondamentales lorsque la boucle d'asservissement est fermée sur le signal d'interférences des ondes harmoniques représenté figure 3.16. La qualité de mise en phase, calculée pour le fondamental, est alors de  $\lambda/23$ .

Le pic centré sur 15 Hz sur le fondamental correspond au pic d'asservissement du four vu sur la PSD de l'harmonique à boucle ouverte (figure 3.15). L'effet des fluctuations du four sur la phase de l'onde harmonique sont compensées par l'asservissement mais cela les amplifie sur le fondamental. On observe le même phénomène pour le bruit électrique sur la phase de l'onde fondamentale.

De plus, les fluctuations de phase sur le fondamental sont plus importantes pour des très basses fréquences ( $f < 1$  Hz), celles ci sont attribuées aux variations thermiques

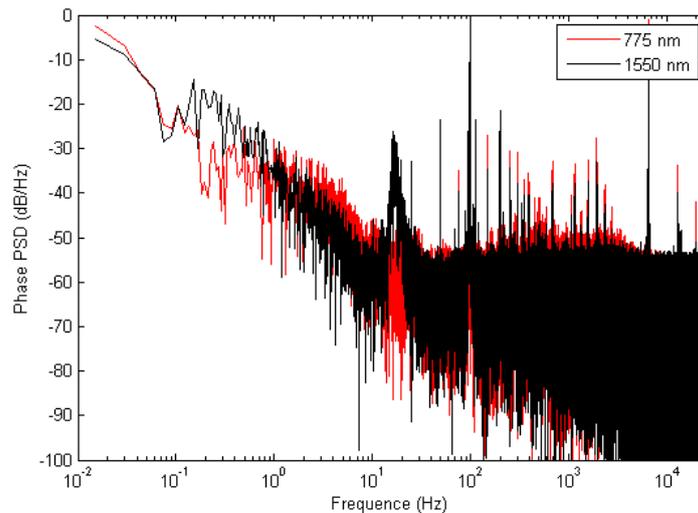


FIGURE 3.16 – Densité spectrale de phase des ondes harmoniques et des ondes fondamentales quand la boucle d’asservissement est fermée sur le signal d’interférences des ondes harmoniques

induisant des différences de chemin optique supplémentaires entre les deux voies.

L’étude de la densité spectrale de phase permet de préciser l’origine des fluctuations de phase, d’identifier les différentes sources de bruit afin de les neutraliser.

### 3.4.2 Mesure de la réponse impulsionnelle

La mesure de la réponse impulsionnelle permet de connaître la dynamique de la réponse de la boucle d’asservissement. Déterminer la réponse impulsionnelle revient à mesurer le temps de retour à l’équilibre après un échelon de phase lorsque la boucle d’asservissement est fermée. D’une manière pratique, une fonction créneau est ajoutée à la commande du MEO, c’est-à-dire, à la sinusoïde de marquage en fréquence et la tension de correction de phase. L’échelon de tension est donc transformé en échelon de phase sur l’onde fondamentale par le MEO. Il est ensuite transformé en échelon de phase deux fois plus important sur l’onde harmonique dans le cristal. Le schéma de montage d’injection de saut de phase servant à la mesure de réponse impulsionnelle est présenté figure 3.17.

La perturbation générée par l’échelon de tension doit être suffisamment importante pour être visible, c’est à dire sortir du bruit de l’oscilloscope. Il ne faut pas que la perturbation soit trop importante, car cela générerait une bascule et un deuxième échelon de tension. Une tension de 800 mV est choisie. C’est un intermédiaire entre la profondeur de modulation  $\beta_m$  qui est de 200 mV et la bascule qui est de quelques volts.

La figure 3.18 est obtenue lorsque la boucle d’asservissement est fermée sur le signal d’interférence des ondes harmoniques.

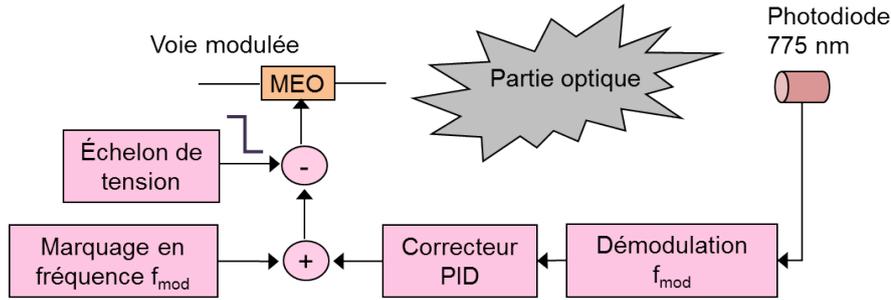


FIGURE 3.17 – Principe de la mesure de la réponse impulsionnelle.

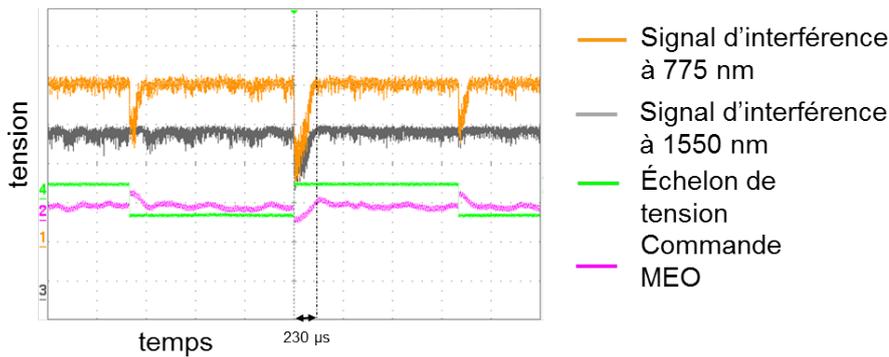


FIGURE 3.18 – Réponse à un échelon de tension de 800 mV sur le MEO. Boucle fermée sur le signal d'interférence des ondes harmoniques.

Le temps de retour à l'équilibre est défini par le temps que met le signal d'interférence à revenir à 1% de  $V_{max}$ . La fréquence de coupure  $f_c$  est de l'ordre de grandeur de l'inverse du temps de retour à l'équilibre, soit :  $f_c \simeq \frac{1}{t_{1\%}}$ .

Lorsque la boucle d'asservissement est fermée sur le signal d'interférence des ondes harmoniques, le temps moyen de retour du signal d'interférence à l'état constructif est de  $t_{1\%} = 230 \mu s$ . Cela correspond à une fréquence de coupure de 4,3 kHz.

On observe que le signal d'interférences des ondes fondamentales retourne dans le même temps dans son état d'interférence initial (qui n'est pas toujours constructif).

Lorsque la boucle d'asservissement est fermée sur le signal d'interférence à 1550 nm, le temps moyen de retour à l'état constructif est de  $t_{1\%} = 210 \mu s$ . Cela correspond à une fréquence de coupure de 4,8 kHz. Le signal d'interférence des ondes harmoniques retourne aussi dans le même temps à un état proche de l'échelon.

L'ordre de grandeur de ces valeurs de fréquence de coupure correspond à ce qui était attendu. En effet, la fréquence de marquage est de 56,6 kHz. La détection synchrone a besoin de plusieurs points pour démoduler et l'asservissement de plusieurs itérations pour réguler. Il y a donc au moins un ordre de grandeur de différence entre la fréquence de coupure et la fréquence de marquage.

De plus, l'étude de la PSD quand la boucle est ouverte ou fermée indique une fréquence de coupure du même ordre de grandeur. La mesure de la réponse impul-

sionnelle permet donc de déterminer plus précisément la fréquence de coupure de l'asservissement.

### Conclusion de l'étude fréquentielle

L'étude de la densité spectrale de phase a permis d'identifier les différentes échelles de temps des fluctuations de phases parasites (thermiques, mécaniques ou électroniques). Cela permet de déterminer l'origine d'une partie des fluctuations parasites et de les éliminer, améliorant ainsi la qualité de mise en phase. La densité spectrale permet aussi d'évaluer de manière plus précise la qualité de mise en phase.

L'étude de la réponse impulsionnelle a aidé à déterminer la fréquence de coupure et a confirmé les estimations faites en comparant la PSD à boucle ouverte et à boucle fermée.

## Conclusion

La combinaison cohérente de convertisseurs de fréquences optiques par contrôle de la phase de l'onde de pompe est rendue possible par l'utilisation de la relation de phase inhérente aux processus non linéaires. La démonstration expérimentale de ce principe dans le cas de doubleurs de fréquence en quasi-accord de phase (cristaux de PPLN) a été présentée dans ce chapitre.

Des mesures du déphasage des ondes fondamentales et des ondes harmoniques ont été réalisées. Ces mesures ont permis de vérifier expérimentalement la relation de phase calculée dans le Chapitre II dans le cas du quasi-accord de phase.

La mise en phase des ondes harmoniques a été mise en œuvre expérimentalement. Une excellente efficacité de mise en phase de l'onde doublée (775 nm) de  $\lambda/30$  a été mesurée. La mise en phase simultanée des ondes harmoniques et fondamentales a été démontrée lorsque la boucle d'asservissement est fermée sur le signal d'interférence des ondes harmoniques. La qualité de mise en phase obtenue pour les ondes fondamentales est alors de  $\lambda/23$ .

La mesure des déphasages a rendu possible l'étude fréquentielle des fluctuations de phases. Cela a permis de caractériser la boucle d'asservissement et d'améliorer la qualité de mise en phase en éliminant une partie des fluctuations parasites.

Maintenant que la démonstration a été effectuée pour la génération de seconde harmonique, on va s'intéresser à la combinaison cohérente de générateurs de différences de fréquences.

## Bibliographie

- [1] A Durécu, C Aubert, G Canat, J Le Gouët, L Lombard, and P Bourdon. Coherent combining of shg converters through active phase control of the fundamental waves. In *SPIE LASE*, pages 89611Y–89611Y. International Society for Optics and Photonics, 2014. [31](#), [59](#), [65](#), [73](#), [74](#)
- [2] Anne Durécu, Guillaume Canat, Julien Le Gouët, Laurent Lombard, and Pierre Bourdon. Coherent combining of shg converters. In *CLEO : Science and Innovations*, pages JTh2A–19. Optical Society of America, 2014. [31](#), [59](#), [65](#), [73](#), [74](#)
- [3] Munther Gdeisat and Francis Lilley. One-dimensional phase unwrapping problem. *signal*, 4 :6, 2012. [64](#)
- [4] Steven J Augst, TY Fan, and Antonio Sanchez. Coherent beam combining and phase noise measurements of ytterbium fiber amplifiers. *Optics Letters*, 29(5) :474–476, 2004. [68](#)
- [5] L Lombard, G Canat, A Durécu, and P Bourdon. Coherent beam combining performance in harsh environment. In *Proc. of SPIE Vol*, volume 8961, pages 896107–1, 2014. [68](#)
- [6] Kevin Cadoret. Analyse des variations de phase d’un laser fibré impulsif nanoseconde au fil de l’impulsion. Master’s thesis, Institut d’optique graduate school, 2010. [70](#)

## Chapitre 4

# Démonstration expérimentale du contrôle indirect dans le cas de la génération de différence de fréquences

La faisabilité théorique de la combinaison cohérente de deux générateurs de différence de fréquences en contrôlant uniquement la phase d'une onde de pompe a été discutée dans le chapitre II. Cependant, cela n'a jamais été démontré expérimentalement. C'est l'objectif de ce chapitre.

Pour ce faire, le principe de l'expérience de combinaison cohérente de générateurs de différence de fréquences est présenté. Les choix technologiques sont ensuite détaillés, en particulier en ce qui concerne le laser de pompe et le dimensionnement des cristaux non linéaires.

Pour démontrer la possibilité du contrôle indirect de la phase, la mesure des déphasages entre les différentes ondes impliquées dans le processus de DFG, c'est-à-dire la pompe, le signal et le complémentaire, est effectuée afin de mettre en évidence expérimentalement la relation de phase. La mise en phase est ensuite effectuée sur les ondes complémentaires en contrôlant une onde de pompe. Les résultats sont présentés et la qualité de mise en phase évaluée. On s'intéresse aussi à l'évolution des interférences des ondes de pompe et des ondes signal quand la boucle d'asservissement est fermée. Cela permet de mieux comprendre le contrôle indirect de la phase.

Enfin, on s'intéresse à la possibilité d'étendre cette démonstration au cas d'oscillateurs paramétriques optiques, plus intéressants en termes de puissance, mais plus complexes à mettre en œuvre.

## 4.1 Mise en place du montage expérimental

### 4.1.1 Principe de l'expérience de combinaison de générateurs de différence de fréquences

L'idée de cette expérience est donc de faire la combinaison cohérente de deux générateurs de différences en mesurant le déphasage entre les deux ondes complémentaires et en pilotant la phase d'une des ondes de pompe. Pour cela, on s'appuie sur la relation de phase calculée en section 2.3.2.

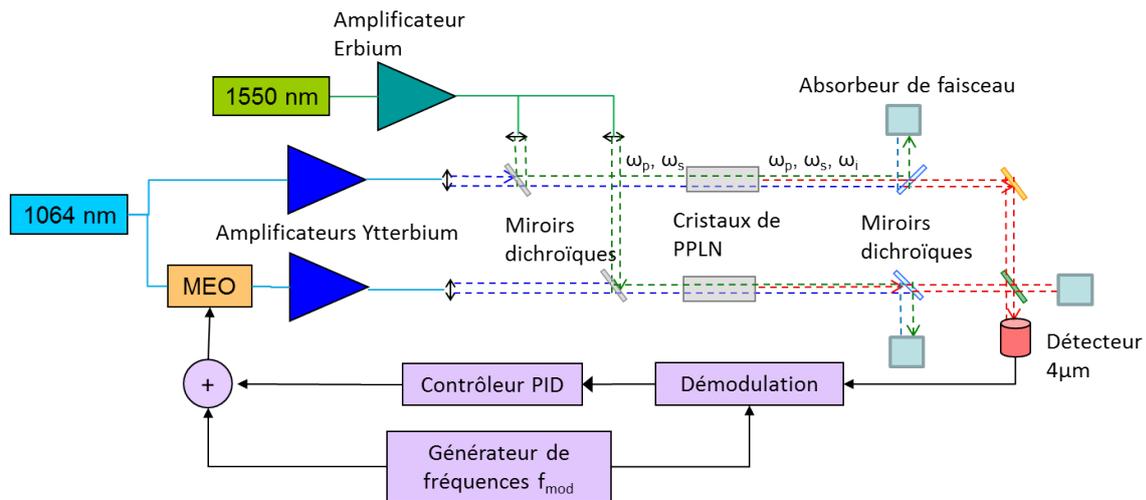


FIGURE 4.1 – Schéma de la combinaison cohérente de générateurs de différence de fréquences. Le contrôle de la phase se fait sur l'onde fondamentale alors que la différence de phase est mesurée sur le signal d'interférence entre les ondes complémentaires.

Le schéma de principe est présenté figure 4.1. La pompe à 1064 nm est issue d'un oscillateur maître et est séparée en deux voies. Les deux voies sont amplifiées séparément. Sur une des deux voies un MEO effectue le marquage en fréquence de la phase et la correction de phase.

Afin de s'assurer que les deux ondes complémentaires issues des deux cristaux ont la même longueur d'onde, c'est un oscillateur maître commun aux deux voies qui délivre le signal à 1553 nm. Un amplificateur à fibre erbium permet d'amplifier ce signal avant qu'un coupleur 50/50 ne le sépare pour injecter les deux voies.

Une fois en espace libre, sur chaque voie, un faisceau de pompe est superposé avec un faisceau signal à l'aide d'un miroir dichroïque. Ils sont ensuite focalisés, deux à deux, dans les cristaux de PPLN. En sortie du cristal, les trois ondes sont séparées à l'aide de miroirs dichroïques.

Les ondes complémentaires venant des deux voies sont alors superposées avec une lame de mélange afin de générer des interférences. Un détecteur collecte le signal d'interférence des ondes complémentaires et ferme la boucle d'asservissement (section 3.3.1).

### 4.1.2 Description de l'amplificateur de pompe

En raison du faible rendement de la DFG, il est nécessaire d'utiliser un laser de pompe puissant. Les amplificateurs à fibre dopés ytterbium permettent des gains importants à 1064 nm.

L'oscillateur maître est une diode RIO Orion PM qui délivre 20 mW à 1064 nm. Après un isolateur pour protéger la diode d'éventuels retours, un coupleur 50/50 est utilisé afin d'effectuer la séparation du faisceau laser en deux voies.

Pour obtenir la puissance à 1064 nm nécessaire pour pomper un cristal de PPLN, on utilise un étage de préamplification et deux étages d'amplification. Le schéma de l'architecture est présenté figure 4.2.

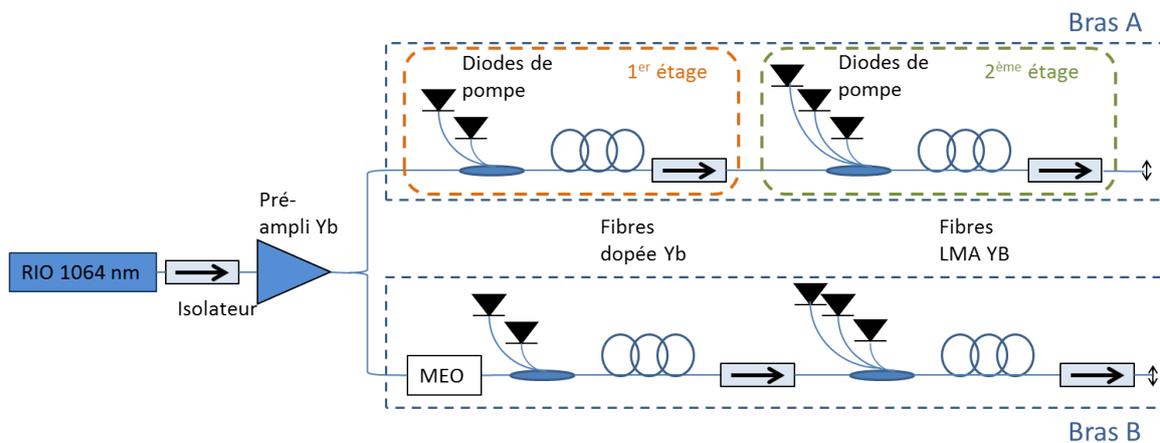


FIGURE 4.2 – Schéma de principe de l'amplificateur Ytterbium, utilisé comme pompe pour la DFG.

Il est nécessaire d'utiliser un étage de préamplification pour avoir suffisamment de signal<sup>1</sup> en entrée des étages suivants. Il utilise un amplificateur commercial (Keopsys 1 W) qui permet de passer des 20 mW délivrés par la RIO à 300 mW. Les composants fibrés et le MEO ont une tenue au flux limitées qui empêchent d'utiliser toute la puissance disponible dans le préamplificateur. Après la séparation en deux voies et les pertes dues aux différents composants fibrés, il reste environ 50 mW sur chaque bras à l'entrée de la fibre amplificatrice du premier étage.

Le premier étage est constitué d'une fibre dopée ytterbium PM double gaine avec un cœur de 6  $\mu\text{m}$  de diamètre. Il est pompé par deux diodes de pompe délivrant jusqu'à 8 W à 975 nm. En raison du très fort gain dans cet étage, les retours sont aussi amplifiés et vite problématiques. Il est donc nécessaire d'utiliser un isolateur avec 50 dB d'isolation en sortie de cet étage. Avec un bon isolateur, il est possible d'atteindre 1,5 W sans retour.

1. Attention pour la description de l'amplificateur de pompe, le terme signal est utilisé pour le rayonnement à 1064 nm et le terme pompe pour le rayonnement à 975 nm. Dans le reste du chapitre, on considère le terme pompe et signal en fonction de la différence de fréquences où la longueur d'onde de pompe est de 1064 nm et celle du signal est de 1553 nm.

Le deuxième étage utilise lui une fibre dopée Ytterbium, toujours double gaine et PM, mais de 20  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur. Cette fibre est une fibre dite LMA (Large Mode Area), très légèrement multimode. Cela permet d'augmenter le seuil Brillouin<sup>2</sup> et donc d'accroître la puissance atteignable en sortie. Cette fibre est pompée par trois diodes de pompe qui délivrent un total de 150 W au maximum. En sortie de cet amplificateur, on utilise un isolateur haute puissance en espace libre. Lorsqu'il n'y a pas d'optiques en aval, 20 W sont atteints en sortie, sans retours. L'effet Brillouin devient gênant à partir de 25 W. Cependant, la présence d'optiques après l'isolateur, crée des retours ré-amplifiés dans l'amplificateur qui nous conduisent à limiter la puissance en sortie à 15 W.

Pour vérifier l'absence d'effet Brillouin et de retours, un prélèvement d'une petite fraction de la puissance contra-propagative est effectué en entrée de chaque étage d'amplification à l'aide de circulateurs pour les premiers étages et de coupleurs x99/1 pour les seconds étages. Les signaux retours sont visualisés en permanence à l'oscilloscope.

De plus, en raison du fort gain dans les amplificateurs ytterbium, s'il n'y a pas de signal en entrée de l'amplificateur, on voit apparaître des oscillations de relaxation dues à un effet d'auto-déclenchement. Les puissances crêtes ainsi générées sont très grandes. Comme les composants en amont ne sont pas dimensionnés pour de telles puissances crêtes, ils peuvent être endommagés par ces impulsions indésirables. En conséquence, avant chaque étage d'amplification, un prélèvement de 1 % est réalisé afin de vérifier en permanence la présence de signal en entrée des amplificateurs. Une électronique de sécurité coupe les pompes d'un étage, si le signal de présence vient à manquer, afin de protéger les composants.

### 4.1.3 Génération de différence de fréquences

Pour générer la différence de fréquences, il faut disposer d'une pompe et d'un signal avec des longueurs d'onde adaptées au cristal non linéaire choisi. Comme le but est d'aller vers des longueurs d'onde dans le moyen infrarouge, et qu'on dispose d'une pompe à 1064 nm, on a choisi d'utiliser un cristal de PPLN. En effet, ce cristal est totalement transparent entre 1 et 4  $\mu\text{m}$ , fortement non linéaire et disponible commercialement.

Le pas du réseau définit la longueur d'onde signal pour laquelle l'accord de phase est possible. Deux types de cristaux de PPLN étaient disponibles au laboratoire, respectivement pour des signaux à 1480 nm et 1550 nm. Étant donnés les faibles rendements attendus, il faut une source signal fine spectralement et délivrant quelques watts pour avoir des efficacités de combinaison suffisantes.

Les sources à 1480 nm dont on dispose sont larges spectralement (quelques nano-

---

2. L'effet Brillouin est un processus non linéaire, ayant lieu dans les fibres, qui a comme principale conséquence la rétro-diffusion d'une partie du signal optique incident lorsque ce dernier dépasse une puissance seuil. Ce seuil dépend de la largeur de mode de la fibre, de sa longueur et du gain Brillouin

mètres). En conséquence, seule une partie du spectre sera utile pour la conversion et les puissances utilisables seront donc faibles. De plus, l'onde complémentaire générée avec une source de signal large spectralement aura un étalement spectral comparable (compte tenu de la loi de conservation d'énergie et de la largeur spectrale de la courbe de gain paramétrique). La cohérence temporelle sera donc faible et les interférences peu contrastées.

Par contre, à 1550 nm, on dispose d'amplificateurs Erbium pouvant être utilisés avec une diode laser fine spectralement et qui peuvent atteindre plusieurs watts en continu. On dispose d'un amplificateur fibré Erbium commercial (Keopsys 10W). On a donc choisi de fonctionner avec un signal autour de 1550 nm. Un coupleur 50/50 en sortie permet de séparer la puissance en deux voies.

L'oscillateur maître est identique à celui du chapitre III, et fonctionne à 1553 nm. La longueur d'onde du complémentaire est donc de 3393 nm (dans la suite on parlera de rayonnement à 3,4  $\mu\text{m}$ ). L'accord de phase est obtenu pour un pas réseau de 30,49  $\mu\text{m}$  lorsque la température de consigne du cristal est de 58 °C. C'est une température suffisamment supérieure à la température ambiante pour que l'asservissement du four fonctionne correctement.

Plus longs seront les cristaux, meilleure sera l'efficacité de conversion. Cependant, les cristaux traités aux longueurs d'onde d'intérêt, disponibles au laboratoire, sont des cristaux de 2 cm de long (Covesion). Vue la faible longueur des cristaux, une solution pour augmenter l'efficacité est de focaliser les faisceaux de signal et de pompe dans le cristal. Plus le waist est petit, plus la densité de puissance est élevée et plus l'efficacité de conversion augmente. Cependant, il faut que les faisceaux puissent sortir des cristaux puis des fours sans subir de diffraction sur les bords.

Pour déterminer le waist des faisceaux de pompe et de signal, on utilise une simulation de l'efficacité de génération de différence de fréquences. Cette simulation est basée sur le calcul d'efficacité en fonction de la position et de la taille des waists de Zondy [1]. On effectue le calcul de taille de faisceaux afin de vérifier que les diamètres des faisceaux en sortie des cristaux et des fours seront suffisamment petits pour qu'il n'y ait pas de diffraction sur les bords. Avec des faisceaux avec 100  $\mu\text{m}$  de waist au centre des cristaux, le calcul ne prévoit pas de diffraction sur les bords des cristaux et des fours et la simulation prévoit des puissances à 3,4  $\mu\text{m}$  de l'ordre du mW. Cet ordre de grandeur est confirmée par les mesures de puissances effectuées.

Étant donné la faible puissance générée, des détecteurs sensibles à 3,4  $\mu\text{m}$  avec une bonne détectivité sont nécessaires. Deux types de détecteurs sensibles autour de 3,4  $\mu\text{m}$  sont disponibles au laboratoire. Un détecteur photovoltaïque à jonction multiples avec une bande passante de 1 GHz et une détectivité de  $10^8 \text{ cmHz}^{1/2}\text{W}^{-1}$  et un détecteur InSb refroidi avec une détectivité bien meilleure de  $10^{11} \text{ cmHz}^{1/2}\text{W}^{-1}$  et une bande passante de 20 MHz quand la résistance de charge est de 50  $\Omega$ . L'avantage du détecteur photovoltaïque, c'est qu'il permet d'utiliser une détection synchrone faite avec des mini-circuits fonctionnant à 10MHz, qui génère beaucoup moins de bruit électronique que la détection synchrone commerciale opérant à quelques dizaines

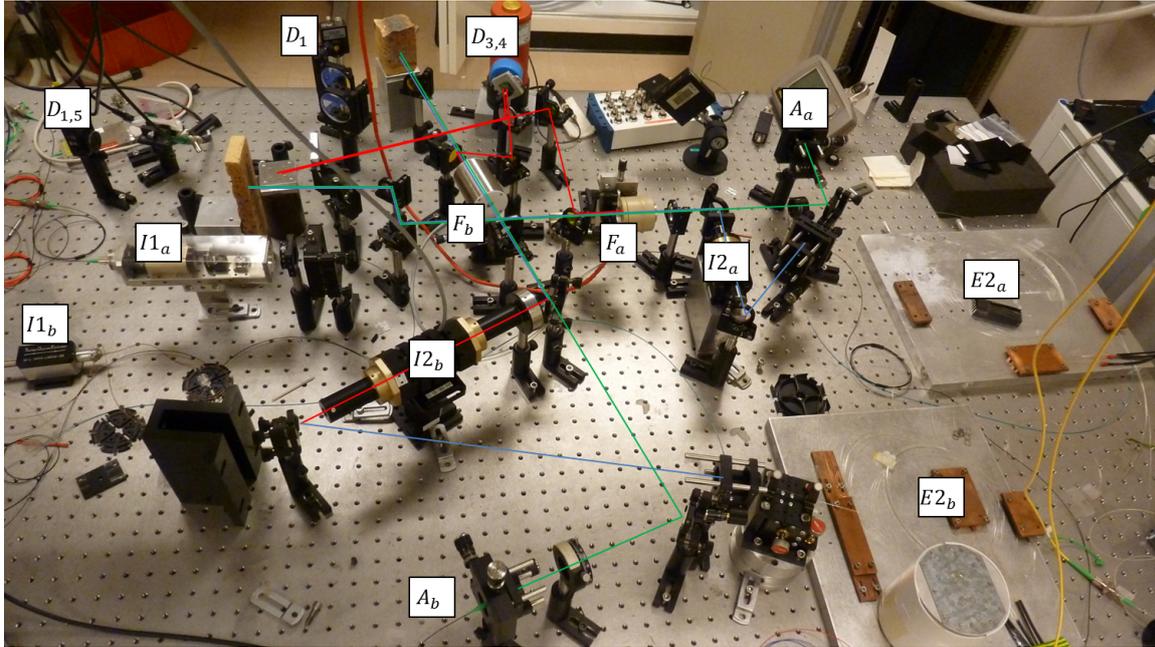


FIGURE 4.3 – Photographie du montage de combinaison cohérente de générateurs de différence de fréquences. Avec  $I1_a$ ,  $I1_b$  les isolateurs des premiers étages de l’amplificateur de pompe.  $E2_a$ ,  $E2_b$  les deuxièmes étages de l’amplificateur de pompe et  $I2_a$ ,  $I2_b$  leurs isolateurs.  $A_a$  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  $3,4 \mu\text{m}$ , à  $1 \mu\text{m}$  et à  $1,5 \mu\text{m}$ .

de kHz. Cependant, pour avoir un rapport signal sur bruit suffisant, on choisit le détecteur InSb refroidi à l’azote liquide (Teledyne Judson). Il a une bande passante de 200 kHz, avec  $5 \text{ k}\Omega$  de résistance de charge. Compte tenu de cette bande passante, il faut utiliser la détection synchrone commerciale fonctionnant à quelques dizaines de kHz.

La photographie de la partie en espace libre du montage et des deuxièmes étages de la source de pompe ( $E2_a$  et  $E2_b$ ) est présentée figure 4.3.

## 4.2 Combinaison cohérente de générateurs de différences de fréquences

### 4.2.1 Mise en évidence expérimentale de la relation de phase

Afin de mettre en évidence la relation de phase inhérente au processus de différence de fréquences, il faut générer des interférences en sortie du cristal aux trois longueurs d’onde. Un prélèvement est effectuée sur les ondes signal et pompe en sortie de chaque cristal. Ces faisceaux sont ensuite superposés à l’aide d’une lame de mélange. Des lames dichroïques servent à séparer ces deux longueurs d’onde. On obtient ainsi deux

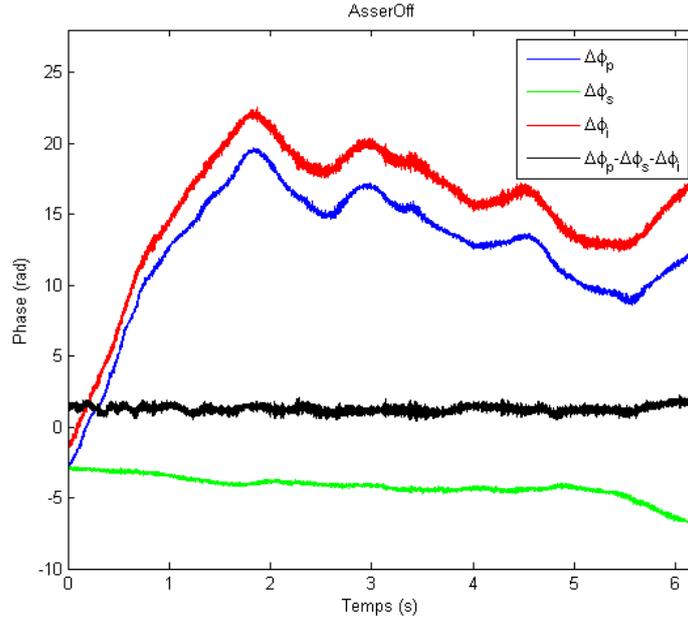


FIGURE 4.4 – Évolution temporelle des différences de phase de la pompe (bleu), du signal (vert) et du complémentaire (rouge). La différence entre les trois déphasages est tracée en noir pour mettre en évidence un déphasage constant

faisceaux d'interférences pour chaque longueurs d'onde. Il est alors possible de mettre en place trois détections I/Q (dont le principe de fonctionnement est présenté dans la section 3.2.1). Il est alors possible de mesurer les différences de phase des ondes complémentaires  $\Delta\varphi_i$ , de pompe  $\Delta\varphi_p$  et de signal  $\Delta\varphi_s$  simultanément.

Les différences de phase aux trois longueurs d'onde sont tracés figure 4.4 ainsi que la différence entre ces trois déphasages ( $\Delta\varphi_p - \Delta\varphi_s - \Delta\varphi_i$ ). On observe que cette différence est constante tout au long de la mesure. Ce déphasage résiduel, constant, est dû aux différences entre les chemins optiques des différentes voies. Il dépend de la température de la pièce, de celle des cristaux, du positionnement exact des détecteurs sur la figure d'interférence, de l'angle des lames que les faisceaux traversent.

Le fait que ce déphasage soit constant est la preuve de l'existence de la relation de phase (calculée en section 2.2.2) et si on le note  $\varphi_0$ , elle devient :

$$\Delta\varphi_p - \Delta\varphi_s = \Delta\varphi_i + \varphi_0 \quad (4.1)$$

On observe que le déphasage des pompes varie plus vite que celui des signaux. Les fluctuations de phase induite par l'amplification séparée des deux pompes sont beaucoup plus fortes que celles du signal dont les deux voies sont injectées par un amplificateur commun.

La mesure ne peut être prise pendant plus de dix secondes en raison des fluctuations de puissance des différentes voies. Sur le signal, le coupleur 50/50 qui permet de séparer en deux faisceaux à la sortie de l'amplificateur n'est pas spécifié pour supporter autant de puissance et par conséquent, il subit des variations thermiques. Des

variations de puissance de la pompe ont aussi lieu. Ces variations de puissance de signal et de pompe se répercutent bien évidemment sur l'onde complémentaire.

La relation de phase a donc été vérifiée expérimentalement dans le cas de la DFG avec un cristal à quasi-accord de phase. Elle va pouvoir être utilisée pour effectuer le contrôle indirect de la phase de l'onde complémentaire. Ce qui consiste à agir sur la phase de l'onde de pompe pour contrôler  $\varphi_p - \varphi_s$  qui est, à un offset près, la phase de l'onde complémentaire.

## 4.2.2 Contrôle indirect de la phase de l'onde complémentaire

L'électronique de mise en phase est identique à celle mise en place pour la combinaison cohérente de générateurs de seconde harmonique (section 3.3.1). Les seules différences résident dans les réglages de la détection synchrone et de la carte d'asservissement.

La fréquence et la profondeur de modulation restent inchangées (56,6 kHz et 200 mV). La sensibilité de la détection synchrone est maintenant fixée à 100 mV pour tenir compte de la plus faible tension générée par le détecteur utilisée par rapport à l'expérience précédente. Vu que les variations sont beaucoup plus lentes, la constante temporelle du filtre est réglée sur 300  $\mu$ s. Cela permet de minimiser le bruit sur le signal d'erreur alors que le signal issu du détecteur l'est fortement en raison des bruits de retours de la détection synchrone.

Les autres valeurs qui changent sont les valeurs des résistances variables des étages d'entrée et de sortie du contrôleur PID. En effet, les valeurs sont adaptées à l'amplitude du signal d'erreur et à la plage de tension du MEO.

Le détecteur utilisé pour la visualisation du signal d'interférence (figure 4.5) est différent de celui utilisé pour fermer la boucle d'asservissement. En effet, comme on l'avait observé au chapitre III, la détection synchrone commerciale utilisée renvoie du bruit électronique sur le détecteur. Comme le signal d'erreur calculé par la détection synchrone est filtré, cela ne pose pas de problème pour la mise en phase. Cependant la visualisation du signal d'interférence avec ce détecteur avant passage dans la détection synchrone montre un signal très bruité. Pour s'affranchir de ce bruit électronique parasite, un deuxième détecteur est utilisé pour mesurer le signal d'interférence des ondes complémentaires. Il s'agit en fait du deuxième détecteur utilisé pour la détection I/Q. Il n'est pas relié électriquement à la détection synchrone et permet donc une visualisation propre du signal d'interférence des ondes complémentaires.

## Évolution temporelle du signal d'interférence des ondes complémentaires

Le signal d'interférence des ondes complémentaires est présenté figure 4.5, lorsque la boucle d'asservissement est fermée puis ouverte.

Lorsque la boucle d'asservissement est fermée, les interférences sont bloquées dans un état d'interférence constructif et le signal d'interférence est maximum. Une fois

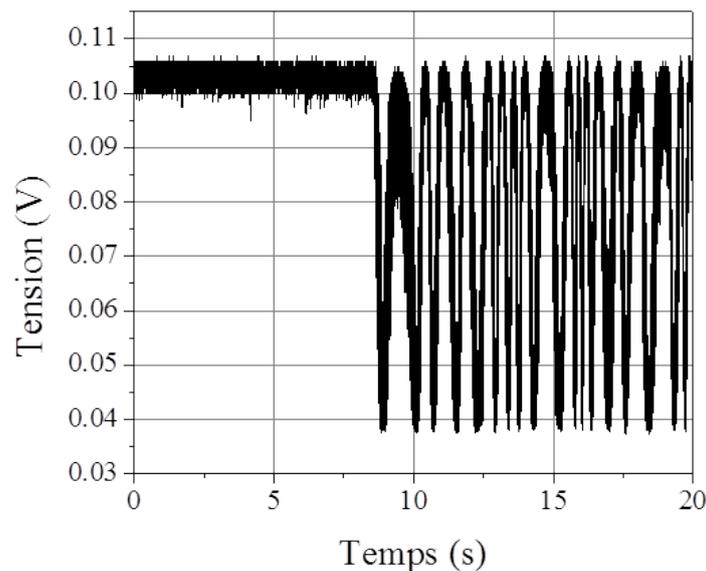


FIGURE 4.5 – Signal d'interférence de l'onde complémentaire quand la boucle d'asservissement est fermée puis ouverte.

la boucle d'asservissement ouverte, les interférences fluctuent librement entre un état constructif et destructif et le signal d'interférence varie en conséquence.

Les fluctuations résiduelles de phase sont calculées à partir de l'équation 3.6. Le résultat est de  $\lambda/28,5$  rms ce qui correspond à une excellente qualité de mise en phase. Cela montre qu'il est possible d'utiliser le contrôle indirect de la phase dans le cas à trois ondes. Notons que cette technique de calcul de l'erreur de phase résiduelle est limitée par la sensibilité de l'oscilloscope. C'est donc une estimation basse de la qualité de mise en phase. Pour évaluer plus précisément la qualité de mise, il faudrait effectuer une mesure à partir d'une différence de phase venant d'une détection I/Q.

On s'intéresse maintenant aux interférences des ondes pompe et signal lorsque les ondes complémentaires sont mises en phase.

### Évolution temporelle des signaux d'interférence aux trois longueurs d'onde

Pour observer ce phénomène, les signaux d'interférence des ondes complémentaires, de pompe et de signal, sont mesurés simultanément et sont présentés sur la figure 4.6.

Les ondes complémentaires sont mises en phases et donc bloquées sur un état constructif. Une légère baisse du signal d'interférence des ondes complémentaires est imputable à une baisse de puissance des ondes signal. C'est une conséquence des lentes dérives en puissance de ce montage.

Les signaux d'interférence des ondes pompe et signal continuent de fluctuer quand les ondes complémentaires sont en phase. Contrairement à la SHG, une mise en phase

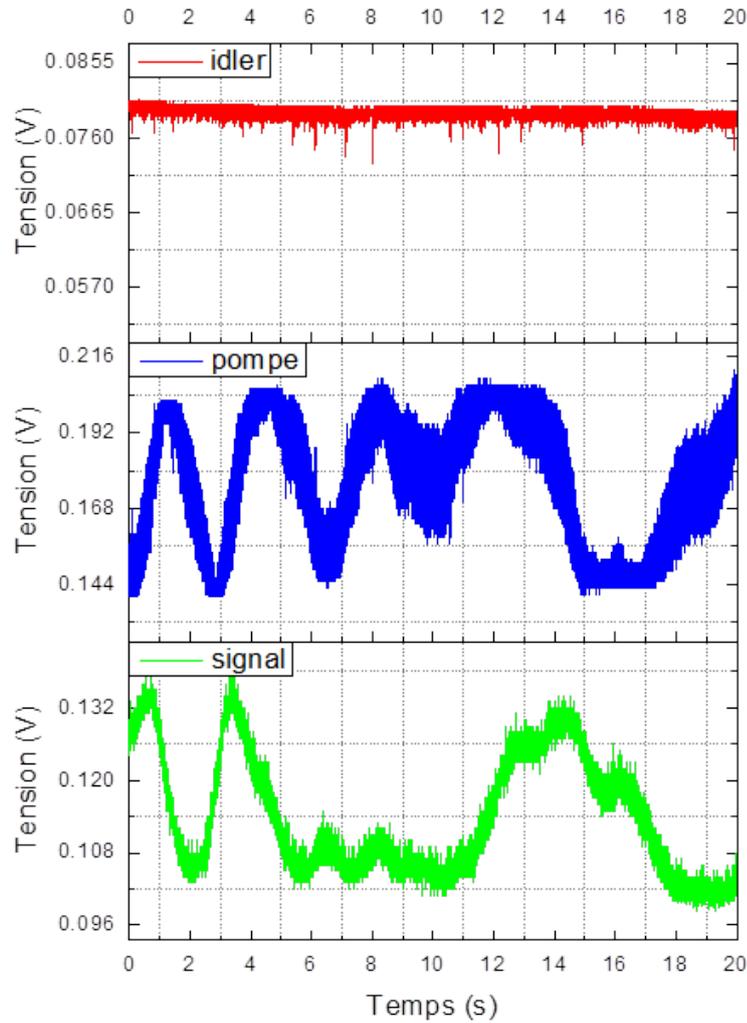


FIGURE 4.6 – Signal d’interférence de l’onde complémentaire, de la pompe et du signal quand la boucle d’asservissement est fermée.

simultanée des trois ondes ne peut évidemment pas être envisagée en contrôlant uniquement la phase d'une des ondes de pompe.

La mesure seule des signaux d'interférences en intensité ne donne pas accès à l'information sur les différences de phase des ondes pompe et signal. Nous avons donc aussi effectué, à boucle d'asservissement fermée, une mesure des déphasages utilisant une détection I/Q est effectuée.

### Évolution temporelle des déphasage aux trois longueurs d'onde

On présente figure 4.7, les différences de phase des ondes pompe et signal mesurés lorsque la boucle d'asservissement est fermée sur le signal d'interférences entre les ondes complémentaires. Le déphasage entre les ondes signal varie librement alors que celui des ondes de pompe est piloté par l'asservissement pour compenser ce déphasage des ondes signal.

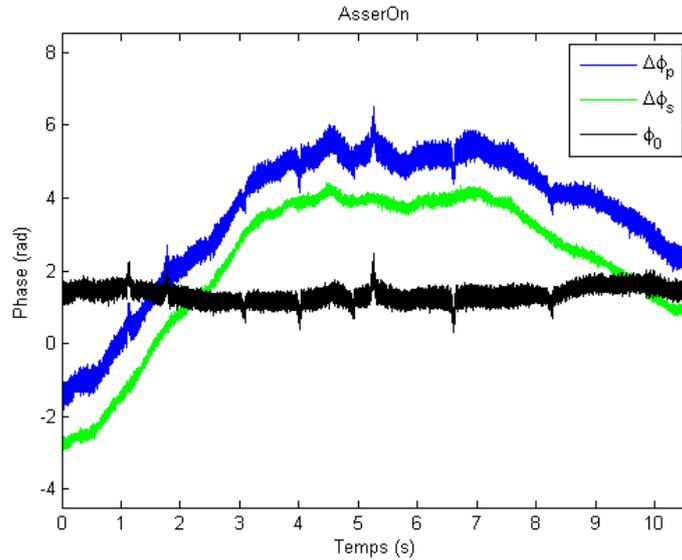


FIGURE 4.7 – Déphasages mesurés entre les ondes de pompe  $\Delta\varphi_p$  et les ondes de signal  $\Delta\varphi_s$  lorsque la boucle d'asservissement est fermée. On trace également le calcul  $\varphi_0 = \Delta\varphi_p - \Delta\varphi_s$ .

Les déphasages mesurés quand l'asservissement est ouvert montrent que  $\Delta\varphi_p - \Delta\varphi_s = \Delta\varphi_i + \varphi_0$  (eq. 4.1). Quand l'asservissement est fermé, le déphasage entre les ondes complémentaires est nul  $\Delta\varphi_i = 0$  et l'équation 4.1 devient :  $\Delta\varphi_p = \Delta\varphi_s + \varphi_0$ . On trace alors  $\Delta\varphi_p - \Delta\varphi_s = \varphi_0$ .

On observe que  $\varphi_0$  est, comme prévu, presque constant. Les seuls écarts à la constante correspondent aux moments des bascules du MEO.

On peut considérer que le déphasage entre les ondes complémentaires est nul durant la mesure, étant donné que les ondes sont en phases. Par contre, au moment des bascules de l'asservissement, il existe un état transitoire où ce n'est pas le cas, ce qui explique les variations de  $\varphi_0$  au niveau des bascules.

Le fait que  $\varphi_0$  soit constant confirme que, comme prévu dans la théorie (section 2.3.2), l'asservissement, en agissant sur une des ondes de pompe  $\varphi_p^m$ , annule bien le  $\Delta\varphi_p - \Delta\varphi_s$  à une constante  $\varphi_0$  près.

Pour obtenir  $\varphi_0$  plus justement, il faudrait soustraire la mesure du déphasage des ondes complémentaires  $\Delta\varphi_i$ . Cependant, en boucle fermée, la mesure de  $\Delta\varphi_i$  est très bruitée en raison de la détection synchrone qui bruite la mesure d'un des détecteurs. De plus, les variations de puissance des différentes voies font que le cercle I/Q ne reste pas suffisamment longtemps en place pour pouvoir alterner des mesures avec et sans asservissement. Cela empêche de connaître l'origine des variations du déphasage mesuré. Les deux contributions possibles (variations de puissance des voies ou fluctuations de phase) ne sont pas séparables.

Il serait intéressant d'obtenir aussi la mesure précise du déphasage des ondes complémentaires lorsque la boucle d'asservissement est fermée. Pour cela, plusieurs pistes d'améliorations du montage sont possibles.

L'une d'entre elles est de rajouter un troisième détecteur à 3,4  $\mu\text{m}$ . Ce détecteur permettrait d'isoler électriquement la mise en phase et la détection I/Q. Le bruit de mesure sur le déphasage des ondes complémentaires serait alors beaucoup plus faible.

Une autre piste consiste à essayer de stabiliser en puissance le montage en remplaçant l'amplificateur 10 W à 1,5  $\mu\text{m}$  par deux amplificateurs 5 W. La séparation en deux voies par le coupleur 50/50 serait alors en amont des amplificateurs et celui-ci ne subirait pas de variations thermiques impactant la répartition du signal entre les deux voies.

### 4.3 Conclusion et perspectives sur les OPOs

On a présenté la première démonstration expérimentale de la combinaison cohérente de générateurs de différence de fréquences.

Les déphasages des trois ondes impliquées dans le processus de DFG ont été mesurés. Cela a permis de mettre en évidence expérimentalement la relation de phase.

Le contrôle de la phase d'une des ondes de pompe a permis la mise en phase des ondes complémentaires. La qualité de combinaison est excellente avec une erreur de phase résiduelle de  $\lambda/28$  rms.

L'observation des déphasages entre les ondes de pompe et les ondes de signal, lorsque la boucle d'asservissement est fermée, permet d'observer que le déphasage des ondes de pompe compense le déphasage des ondes signal à une constante près pour permettre la mise en phase des ondes complémentaires.

Cette démonstration expérimentale montre qu'il est possible d'appliquer la combinaison cohérente à la génération de différence de fréquences et plus généralement à des processus de conversion de fréquences à trois ondes.

L'efficacité de la génération de différence de fréquences étant faible en régime

continu (au mieux de l'ordre de 5 % [2]), pour atteindre des puissances élevées, il faudrait plutôt s'intéresser à la combinaison cohérente d'OPOs.

Les équations non linéaires qui régissent la relation de phase sont les mêmes dans le cas de la DFG et de l'OPO. Mais la présence d'une cavité dans un OPO requiert un contrôle actif des modes de cavité. Tout comme la combinaison cohérente de générateurs de différences de fréquences nécessite que les convertisseurs partagent la même longueur d'onde, la combinaison cohérente d'OPOs nécessite que les OPOs partagent au moins mode de cavité.

Pour garantir la concordance des modes de cavité dans les différents OPOs à combiner, la combinaison cohérente d'OPOs nécessiterait soit une injection soit un asservissement supplémentaire sur la longueur de cavité. Les prochains travaux porteront donc sur la combinaison cohérente d'OPOs continus.

Il faudrait aussi s'intéresser à la problématique de mise en phase de convertisseurs de fréquences en régime impulsionnel. La technique utilisée pour mettre en phase des impulsions longues (centaines de nanosecondes) dans les amplificateurs fibrés consiste à mettre en phase une fuite continue entre les impulsions [3]. Avec des impulsions longues, les puissances crêtes sont suffisamment faibles pour qu'il n'y ait pas de variations significatives de phase pendant l'impulsion. L'amplificateur pompé en continu a un gain suffisant pour amplifier à la fois la fuite continue et les impulsions. Cependant, pour des convertisseurs de fréquences, le gain paramétrique permettant de générer les impulsions est rarement suffisant pour générer aussi un complémentaire continu entre les impulsions. La technique utilisée pour la combinaison d'amplificateurs laser n'est donc pas transposable directement aux convertisseurs de fréquences.

La combinaison cohérente d'OPOs continus et de convertisseurs de fréquences impulsionnels sont les objectifs de la thèse de Rodwane Chtouki qui a débuté en octobre 2017.

## Bibliographie

- [1] Jean-Jacques Zondy. The effects of focusing in type-i and type-ii difference-frequency generations. *Optics communications*, 149(1) :181–206, 1998. 85
- [2] Shekhar Guha, Jacob O Barnes, and Leonel P Gonzalez. Multiwatt-level continuous-wave midwave infrared generation using difference frequency mixing in periodically poled mgo-doped lithium niobate. *Optics letters*, 39(17) :5018–5021, 2014. 25, 93
- [3] L Lombard, A Azarian, K Cadoret, P Bourdon, D Goular, G Canat, V Jolivet, Y Jaouën, and O Vasseur. Coherent beam combination of narrow-linewidth 1.5  $\mu\text{m}$  fiber amplifiers in a long-pulse regime. *Optics letters*, 36(4) :523–525, 2011. 93



# Conclusion générale

Les travaux effectués au cours de cette thèse ont porté sur la combinaison cohérente de convertisseurs de fréquences. Le but de cette étude était de démontrer expérimentalement la mise en phase des convertisseurs de fréquences, en utilisant la relation de phase inhérente au processus non linéaire d'ordre 2, pour effectuer un contrôle indirect de la phase de l'onde générée.

Pour cela, en premier lieu, nous avons présenté un état de l'art des techniques de combinaison de faisceaux. En effet, la montée en puissance est limitée par des phénomènes physiques intrinsèques : effets non linéaires, effets thermiques et tenue au flux. Pour atteindre les fortes puissances requises pour certaines applications des lasers, comme la spectroscopie de gaz ou la contre-mesure optronique, une solution envisageable est la combinaison de faisceaux. Les principales techniques de combinaison de faisceaux ont été détaillées et la technique de combinaison cohérente par contrôle actif de la phase a été choisie pour sa capacité à mettre en parallèle un grand nombre de sources et sa capacité à transférer la complexité de l'optique vers l'électronique. Cependant, les longueurs d'onde atteignables par les lasers, et donc la combinaison cohérente, sont limitées par les milieux à gain disponibles. Pour s'affranchir de ces limites, nous nous sommes intéressés à la conversion de fréquences basée sur l'optique non linéaire d'ordre 2. Le principe de la génération de seconde harmonique, de la génération de différence de fréquences et de l'oscillateur paramétrique optique ont été détaillés. Toutefois, les modulateurs de phase disponibles aux longueurs d'onde générées ont des bandes passantes bien inférieures à celles des modulateurs de phases tout fibrés à des longueurs d'onde plus standards ( $1 \mu\text{m}$ ,  $1,5 \mu\text{m}$  et  $2 \mu\text{m}$ ). L'idée a donc été d'utiliser la relation de phase inhérente à une conversion de fréquences efficace pour effectuer un contrôle indirect de la phase.

La possibilité de réaliser la combinaison cohérente de convertisseurs de fréquences par contrôle indirect de la phase a été démontrée théoriquement. Pour cela, la technique de combinaison cohérente par marquage en fréquence de la phase a été étudiée. Nous avons ainsi montré comment le marquage en fréquence de la phase permet de fournir un signal d'erreur. Deux processus de conversion de fréquences, génération de seconde harmonique et de différence de fréquences, ont ensuite été étudiés afin de déterminer les relations de phase entre les ondes incidentes et les ondes générées. Pour cela, le système d'équations couplées a été résolu à partir des équations de propagation dans un milieu non linéaire. Enfin, on s'est intéressé à la possibilité d'utiliser les

relations de phases avec la technique de combinaison cohérente par marquage en fréquence pour faire du contrôle indirect. Nous avons montré que le contrôle indirect de la phase permet théoriquement de procéder au marquage en fréquence et au contrôle de la phase de l'onde générée.

La démonstration expérimentale de ce principe dans le cas de doubleurs de fréquence en quasi-accord de phase (cristaux de PPLN) a été présentée au chapitre III. Des mesures du déphasage des ondes fondamentales et des ondes harmoniques ont été réalisées. Ces mesures ont permis de vérifier expérimentalement la relation de phase calculée dans le Chapitre II dans le cas du quasi accord de phase. La mise en phase des ondes harmoniques a été mise en œuvre expérimentalement. Une excellente efficacité de mise en phase de l'onde doublée (775 nm) de  $\lambda/30$  rms a été obtenue. La mise en phase simultanée des ondes harmoniques et fondamentales a été démontrée lorsque la boucle d'asservissement est fermée sur le signal d'interférence des ondes harmoniques. La qualité de mise en phase obtenue pour les ondes fondamentales est alors de  $\lambda/23$  rms. La mesure des déphasages a rendu possible l'étude fréquentielle des fluctuations de phases. Cela a permis de caractériser la boucle d'asservissement et d'améliorer la qualité de mise en phase en éliminant une partie des fluctuations parasites.

Enfin, la première démonstration expérimentale de la combinaison cohérente de deux générateurs de différence de fréquences a été effectuée. Les déphasages des trois ondes impliquées dans le processus de non linéaire ont été mesurés. Ceci a permis de mettre en évidence expérimentalement la relation de phase. L'asservissement a alors été mis en place pour effectuer le contrôle de la phase d'une seule des deux ondes de pompe afin d'annuler le signal d'erreur calculé à partir du signal d'interférences des ondes complémentaires. La qualité de combinaison obtenue est excellente avec une erreur de phase résiduelle de  $\lambda/28$  rms. Cela montre qu'agir sur la phase d'une des ondes de pompe permet de mettre en phase les deux ondes complémentaires, grâce à la relation de phase. La mesure des signaux d'interférences des ondes pompe et signal montre que les différences de phase des ondes pompe et signal varient quand la mise en phase est active sur les ondes complémentaires. Les mesures des déphasages ont aussi été réalisées quand la mise en phase est active, et ont montré que la différence de phase entre les ondes de pompe compense celle des ondes signal à une constante près. En ne contrôlant qu'une des ondes de pompe, on peut donc compenser les déphasages des ondes signal qui varient librement et mettre en phase les ondes complémentaires. La mise en phase de générateurs de différence de fréquences est donc possible avec une unique onde asservie alors même que c'est un système à deux fois trois ondes. Il est possible de généraliser au cas de la combinaison de N générateurs de différence de fréquences en asservissant N-1 ondes de pompe.

L'efficacité de la génération de différence de fréquences étant faible (au mieux de 5%) en régime continu, pour atteindre des puissances plus élevées, il faudrait maintenant s'intéresser à la combinaison cohérente d'OPOs continus. L'ajout d'une cavité augmente la complexité du montage. D'autant plus qu'il faut s'assurer à tout

instant que les différents OPOs conservent la même longueur d'onde, ce qui nécessite un asservissement de la longueur de cavité.

Pour les applications visées, une émission impulsionnelle serait plus intéressante. Par exemple, pour les contre-mesures optroniques, il est usuel d'utiliser une source impulsionnelle haute cadence, afin d'une part de disposer de suffisamment de puissance crête pour les étages de conversion non linéaire, et d'autre part de délivrer une puissance moyenne importante. Concernant la détection d'espèces chimiques, une émission impulsionnelle peut être plus favorable dans certain cas (résolution en distance et rapport signal à bruit). Il serait donc judicieux d'essayer de démontrer la combinaison cohérente de générateurs de différence de fréquences ou d'OPOs impulsionnels.

La mise en phase d'amplificateurs fibrés impulsionnels est normalement rendue possible pour des impulsions longues (centaine de nanosecondes), en mettant en phase sur une fuite continue entre les impulsions. Cette technique est difficilement applicable aux convertisseurs de fréquences qui sont des dispositifs à seuil. La mise en phase des convertisseurs de fréquences entre les impulsions n'est donc pas applicable dans ce cas. Il faut donc trouver autre un moyen de mettre en phase des convertisseurs de fréquences impulsionnels.

Deux types de convertisseurs de fréquences seraient intéressant à combiner, les générateurs de différences de fréquences et les OPOs. L'avantage de la différence de fréquences par rapport aux OPOs est la simplicité de mise en œuvre. De plus, en régime impulsionnel, le gain de la DFG n'est plus aussi limitant. D'autre part, les OPOs sont plus complexes, étant donné qu'il faut gérer les problématiques de concordance des modes de cavité. Cependant, ils permettent d'obtenir des gains paramétriques supérieurs. Pour atteindre des puissances identiques, il faut en combiner un nombre plus faible. De plus, la présence de la cavité peut offrir des solutions supplémentaires pour la mise en phase entre les impulsions.

Une autre voie pour mettre en phase un faible nombre d'OPOs impulsionnels pourrait consister à utiliser plutôt la combinaison cohérente passive. Cela permettrait de s'affranchir du problème de l'absence de fuite continue mais augmenterait énormément la complexité d'alignement.

La suite de ces travaux de thèse, portant sur la combinaison cohérente d'OPOs continus puis impulsionnels, constitue une nouvelle thèse, commencée en octobre 2017 par Rodwane Chtouki.

**Titre :** Combinaison cohérente de convertisseurs de fréquences optiques

**Mots clés :** laser, optique non linéaire, combinaison cohérente

**Résumé :** Les convertisseurs de fréquences optiques utilisant les processus non linéaires d'ordre deux permettent d'étendre la gamme spectrale accessible aux sources lasers. Celle-ci est en effet limitée par les bandes de gain des milieux lasers disponibles. Par ailleurs, la combinaison cohérente par contrôle actif de la phase est une technique efficace permettant la montée en puissance des sources lasers. Elle nécessite toutefois des modulateurs de phase rapides qui ne sont disponibles commercialement qu'aux longueurs d'onde standard.

L'objectif de cette thèse est d'appliquer la combinaison cohérente à des convertisseurs de fréquences en utilisant la relation de phase inhérente au processus non linéaire.

Cela permet de contrôler la phase de l'onde générée en agissant sur la phase de l'onde de pompe. C'est ce qu'on appelle le contrôle indirect de la phase.

Pour cela, une étude théorique a été menée afin de s'assurer de la compatibilité de la technique de combinaison cohérente par marquage en fréquence avec le contrôle indirect de la phase.

La démonstration expérimentale a d'abord été effectuée dans le cas le plus simple, la génération de seconde harmonique, qui met en jeu trois ondes dont deux dégénérées.

Enfin, on s'est intéressé au cas de la génération de différence de fréquences dans le moyen infrarouge, où trois ondes sont mises en jeu.

Dans ces deux cas, la qualité de mise en phase mesurée est excellente.

**Title :** Coherent combining of optical frequency converters

**Keywords :** laser, coherent combining, nonlinear optics

**Abstract :** Laser emission wavelength is limited by the gain bandwidth of available laser media. Optical frequency converters rely on second order nonlinear processes to overcome this limitation, and give access to new wavelengths outside of the emission range of lasers.

Besides, coherent beam combining with active phase control is an efficient technique to power scale laser sources. However, it requires fast phase modulators, some commercially available devices, but only at standard laser wavelengths.

The objective of this thesis is to perform coherent combining of frequency converters, thanks to the phase-matching condition required for efficient nonlinear processes to take place.

This relation allows for indirect phase control, where the converted-wave phase is tuned

through direct phase control of the pump wave.

A theoretical study has been carried out to confirm that indirect phase control was compatible with frequency-tagging coherent combining.

Then, coherent combining through indirect phase control has been demonstrated experimentally in the simplest case of the second harmonic generators, where two of the three waves involved are degenerate.

Finally, coherent combining has been experimentally performed in the non-degenerate case of mid-infrared difference frequency generators.

In both experimental demonstrations, an excellent beam combination efficiency has been achieved.

