

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Science et Ingénierie pour l'Information

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

XLIM – Département Photonique

Année : 2013

Thèse N° 47-2013

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline : “Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique”

présentée et soutenue par

François JEUX

le 22 novembre 2013

Mise en phase de lasers à fibre par auto-organisation : nouvelle architecture pour la montée en nombre

Thèse dirigée par Vincent KERMENE
co-dirigée par Alain BARTHELEMY et Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT

JURY :

Rapporteurs :

Marc Brunel : Professeur, CORIA, Université de Rouen
François Sanchez : Professeur, Laboratoire de Photonique d'Angers (LPhIA E.A.4464)

Examineurs :

Alain Barthélémy : Directeur de Recherche, XLIM, CNRS, Université de Limoges
Willy Bohn : Professeur Docteur, BohnLaser Consult, Stuttgart, Allemagne
Vincent Couderc : Directeur de Recherche, XLIM, CNRS
Bruno Esmiller : Directeur de projet EADS, Docteur Astrium, Paris
Vincent Kermène : Chargé de Recherche CNRS, HDR, XLIM, Université de Limoges
David Sabourdy : Ingénieur, Docteur société CILAS, Orléans

Table des matières

Introduction générale.....	7
Bibliographie	11
Chapitre 1	13
Combinaison de lasers à fibre pour la réalisation de sources de forte brillance	13
Introduction	15
Les techniques de combinaison de lasers à fibre	16
I Combinaison incohérente.....	16
I.1 Superposition spatiale de faisceaux.....	16
I.2 Combinaison spectrale.....	19
II Combinaison cohérente	20
II.1 Combinaison cohérente par voie active	21
II.1.1 Détection et compensation directe des écarts de phase	22
II.1.2 Compensation des écarts de phases par approche itérative.....	23
II.2 Combinaison cohérente par auto-organisation spectrale.....	25
II.2.1 Mise en phase par filtrage spectral.....	25
II.2.2 Mise en phase par injection mutuelle.....	26
II.2.3 Mise en phase par filtrage spatial intra-cavité.....	27
II.2.3.1 Cavité Talbot.....	27
II.2.3.2 Cavité à transformée de Fourier	29
II.2.3.3 Mise en phase par filtrage spatial d'amplitude	30
II.2.4 Limitation des techniques de combinaison cohérente par voie passive.....	32
III Quantifier la qualité de mise en phase du faisceau émis.....	38
III.1 Caractéristiques spatiales d'un réseau de faisceaux gaussiens	38
III.2 Paramètres pour quantifier la qualité de la mise en phase.....	41
Conclusion.....	43
Bibliographie	47
Chapitre 2	51
Technique innovante de mise en phase passive pour la montée en nombre de lasers cophasés... 51	51
Introduction	53
I Principe de fonctionnement de l'architecture laser à rétroactions multiples utilisant un filtrage à contraste de phase et des non-linéarités résonnantes dans les amplificateurs	54
I.1 Architecture à rétroactions multiples.....	54
I.2 Le filtrage à contraste de phase	56
I.3 Les non-linéarités de gain mises en jeu	59
II Etude linéaire de la cavité à contraste de phase et modélisation numérique pour l'étude du régime laser.....	62
II.1 Etude linéaire de la cavité à contraste de phase	62
II.2 Modélisation numérique de laser avec l'architecture à contraste de phase	67
II.2.1 Organigramme du code de calcul utilisé	68
II.2.2 Choix des paramètres du code.....	72
II.2.3 Comparaison des architectures de mise en phase passive à rétroaction uniforme et à contraste de phase.....	76
II.2.3.1 Architecture à rétroaction uniforme utilisant pour filtre un diaphragme	76
II.2.3.2 Architecture à rétroaction multiple utilisant un filtre à contraste de phase.....	78
III Caractérisation des non-linéarités résonnantes dans les amplificateurs à fibres dopées Ytterbium.....	80
III.1 Caractérisation expérimentale des non-linéarités de gain.....	81
III.1.1 Mesure des non-linéarités résonnantes pour différents points de fonctionnement du système	83

III.2 Calculs numériques du paramètre de couplage gain phase à partir des sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion Ytterbium.....	86
III.2.1 Calcul du paramètre de couplage gain-phase par transformée de Fourier des sections efficaces d'absorption et d'émission.....	87
III.2.2 Calcul du paramètre de couplage gain-phase par approximation des sections efficaces d'absorption et d'émission à des sommes de fonctions lorentziennes.....	89
IV Caractérisation de la zone filtrante	92
IV.1 Etude de la sélectivité modale réalisée par le filtre en fonctionnement laser	93
IV.1.1 Architecture à contraste de phase incluant un filtre modulable à cristaux liquides.....	93
IV.1.2 Etude des caractéristiques spatiales des faisceaux émis.....	95
IV.2 Etude numérique de la fonction de filtrage.....	97
Conclusion.....	102
Bibliographie	103
Chapitre 3	105
Caractérisation expérimentale de l'architecture à contraste de phase avec la montée en nombre d'émetteurs	105
Introduction	107
I Mise en phase de quatre lasers.....	108
I.1 Montage expérimental	108
I.2 Caractérisation de la mise en cohérence	111
I.2.1 Co-phasage dans une situation défavorable	114
II Mise en phase de neuf lasers.....	117
II.1 Evolution du montage.....	118
II.2 Premiers résultats.....	119
II.3 Amélioration de la mise en phase par réduction du pompage optique	121
II.4 Amélioration de la mise en phase par l'utilisation d'un double étage d'amplification par bras.....	122
II.4.1 Caractérisation de la matrice de faisceaux émis	123
II.4.2 Caractérisations temporelles et spectrales	127
III Mise en phase de seize lasers	129
III.1 Nouvelles lames pour un contraste de phase à pertes réduites	129
III.2 Résultats expérimentaux	134
IV Vingt lasers couplés.....	137
Conclusion.....	141
Bibliographie.....	142
Conclusion générale	143
Bibliographie	147
Annexe.....	149
I Filtrage par diaphragmation.....	150
II Filtrage par contraste de phase.....	152
Bibliographie de l'auteur.....	154

Introduction générale

Le développement de lasers de forte brillance, émettant des faisceaux de forte puissance et de faible divergence, a conduit à une prolifération de ces sources dans l'industrie ces dernières années. De nombreux domaines d'applications aussi bien civils que militaires sont concernés. On trouve les traditionnelles opérations de soudage, découpage, marquage, durcissement, rechargement, dans les industries automobile, aéronautique et navale. Mais d'autres domaines d'applications commencent à émerger pour ces lasers aux performances énergétiques toujours plus avancées, comme la texturation de surface pour l'amélioration de l'efficacité de conversion opto/électrique de panneaux photovoltaïques [Wallace, 2012] ou pour l'amélioration des performances tribologiques de pièces mécaniques [Schilling, et al, 2012]. Des projets plus futuristes encore prévoient l'utilisation de ces sources de haute brillance pour accélérer des particules [Brocklesby, et al., 2013], désorbiter des débris spatiaux [Clean Space, 2013] ou encore comme arme énergétique [Hecht, 2011].

Ainsi, de spectaculaires progrès ont été réalisés ces dernières années dans la mise en œuvre de lasers toujours plus puissants tout en conservant une bonne qualité spatiale d'émission (forte brillance). Pour ce faire, les premiers lasers utilisés dans le domaine industriel et délivrant les puissances les plus fortes ont été les lasers à gaz [Seelig, 1984]. Ces derniers, comme les lasers au dioxyde de carbone, présentent certaines contraintes notamment liées à la gestion des gaz. Depuis les années 2000 et les progrès réalisés sur les lasers de pompage à semi-conducteur, les sources lasers à milieu à gain cristallin ont commencé à remplacer petit à petit les lasers à gaz. Ces systèmes sont plus compacts et n'emploient plus que des matériaux tout solide qui sont plus aisés à entretenir. Plus récemment, la technologie du laser à disque [Stewen, et al., 2000] a réalisé une percée dans le domaine industriel à cause de l'excellente gestion des contraintes thermiques offerte par ce type d'architecture. En parallèle, la technologie des fibres optiques amplificatrices, très employées en télécommunications, a beaucoup progressé. Ces lasers filiformes sont devenus des concurrents sérieux aux lasers de puissance « massifs » plus conventionnels (bulk solid-state laser) et représentent maintenant une part significative du marché des sources de puissance dans l'industrie. Les lasers à fibre présentent de nombreux avantages et notamment dans la gestion des charges thermiques qui est un des principaux problèmes des sources de haute brillance. Ainsi, avec les fibres amplificatrices, les échanges thermiques sont répartis sur une grande longueur (rapport de longueur efficace par la section bien supérieur aux lasers massifs). De plus, le mode guidé dans la fibre optique peut être contrôlé pour une émission spatialement unimodale, y compris pour une puissance moyenne délivrée importante [Jeong, et al., 2004]. Les lasers à fibre dopée présentent enfin un rendement opto/optique bien supérieur aux autres types de lasers de puissance, minimisant par la même la génération d'énergie thermique et la puissance électrique nécessaire à leur utilisation. Depuis peu, des sources lasers à fibre dopée Ytterbium délivrant un faisceau pratiquement monomode en régime de fonctionnement continu jusqu'à 50kW sont commercialisées. Dans ces conditions extrêmes, les contraintes de mise en œuvre sont très fortes et par exemple, il est nécessaire d'utiliser une source laser de pompage dont la

longueur d'onde est proche de celle du faisceau émis (pompage résonnant) pour limiter les pertes dues au défaut quantique. Toutefois, les sources lasers fibrées ont, elles aussi leurs limites en termes de flux lumineux et de qualité spatiale d'émission. En régime d'émission continue, le guide optique, de large aire modale, n'assure plus une émission strictement monomode ni une parfaite stabilité de pointé à cause d'effets thermiques résiduels. En régime impulsif, des effets non-linéaires peuvent apparaître dus au confinement du champ dans le guide, déformant le spectre d'émission, allongeant les durées des impulsions délivrées et détériorant dans certains cas les fibres optiques. Ainsi, pour parer à ces limites, il a été imaginé de combiner plusieurs sources lasers aux puissances plus faibles et aux technologies matures pour augmenter la brillance du faisceau émis.

Le premier chapitre de ce manuscrit dresse un bilan des différentes techniques de combinaison. Parmi les premières techniques imaginées, on compte l'association de lasers de différentes longueurs d'onde dont les faisceaux sont superposés en champ lointain extra-cavité ou en champ proche à l'aide d'un élément dispersif. Le gain en brillance reste toutefois modéré car seule une sommation en puissance est réalisée du fait de l'absence de cohérence entre les différentes émissions lasers. Lorsque les multiples faisceaux à combiner sont cohérents entre eux, leur superposition génère un champ de franges dont la structure dépend de leurs relations de phase. Lorsque ces faisceaux sont en phase, le champ combiné présente un maximum d'intensité sur l'axe optique, évoluant comme le carré du nombre de faisceaux lasers mis en jeu. C'est pourquoi de nombreuses études ont été réalisées sur ces procédés de combinaison cohérente pour construire des sources de brillance extrême. Ces procédés se divisent en deux familles, la combinaison cohérente par voie active et celle par auto-organisation de lasers couplés. Dans ce manuscrit, j'ai plus particulièrement exploré la combinaison cohérente par auto-organisation (autrement appelée combinaison cohérente par voie passive) en régime continu. Elle présente un intérêt conséquent car elle ne nécessite pas de dispositifs électro-optiques pour la mesure et le contrôle des écarts de phases comme dans le cas des techniques de mise en phase par voie active. Le type d'architecture sur lequel nous avons travaillé s'appuie sur une cavité unique composée de plusieurs bras amplificateurs en parallèle. Le couplage entre ces différentes voies amplificatrices pour une mise en cohérence des multiples rayonnements est obtenu en insérant un élément filtrant intra-cavité qui minimise les pertes sur la structure de champs en phase. Ces procédés de mise en phase sont de technologie plus simple à mettre en œuvre, mais leurs performances sont bridées lorsque le nombre de lasers mis en jeu dépasse la dizaine. La fin de ce premier chapitre est ainsi consacrée à l'impact de l'augmentation du nombre d'émetteurs mis en jeu sur l'évolution de la puissance du faisceau combiné sur l'axe moyen de propagation.

C'est dans ce contexte, que nous avons proposé une nouvelle architecture laser de mise en phase passive par auto-organisation. Cette architecture utilise une nouvelle fonction de filtrage d'amplitude et de phase. Elle exploite également les non linéarités résonantes du milieu amplificateur. L'association de ces deux fonctions offre un degré de liberté supplémentaire par rapport aux

techniques passives standard déjà proposées. Elle libère certaines contraintes sur le spectre d'émission qui est la variable d'ajustement de ces systèmes synchronisés auto-organisés.

Le second chapitre de ce manuscrit présente une analyse approfondie de cette nouvelle architecture dite à contraste de phase. Les deux fonctions, de filtrage/couplage d'une part et de propagation non linéaire d'autre part, sont abordées par des études numériques et par des caractérisations expérimentales.

Le troisième et dernier chapitre de ce manuscrit présente la mise en œuvre expérimentale de la nouvelle architecture à contraste de phase et la caractérisation de ses performances pour différents nombres de cavités couplées. Nous observons ainsi l'évolution de la qualité de cophasage et de la stabilité du faisceau émis en fonction du nombre d'émetteurs couplés. Les résultats obtenus sont comparés à ceux d'une architecture plus standard pour laquelle la synchronisation également est réalisée par voie passive intégrant un filtre d'amplitude uniquement pour une rétroaction uniforme vers tous les bras amplificateurs.

Mon travail de doctorat a été réalisé dans le cadre d'une thèse CIFRE avec l'entreprise EADS Astrium et suivi par l'entreprise CILAS qui a fabriqué et mis à disposition les amplificateurs lasers à fibre utilisés dans les parties expérimentales de ce travail.

Bibliographie

- Brocklesby Bill [et al.]**, The future is fibre accelerators, *Nature Photonics* 7, 258–261, 2013
- Clean Space**, Source Web, <http://www.clean-space.eu/>, 2013
- Hecht Jeff**, DARPA's photonics projects - At the edge of possibility, *Laser Focus World*, 2011
- Jeong Y. [et al.]**, Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power, *Optics Express*, 2004, Vols. 12, Issue 25, pp. 6088-6092.
- Seelig W**, High Power Gas Lasers, *Proc. SPIE, Industrial Applications of High Power Lasers*, 1984
- Schilling [et al.]**, Formation of tribological structures by laser ablation, *Proc. SPIE 8243, Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XVII*, 2012
- Stewen C. [et al.]** A 1-kW CW thin disc laser, *IEEE Journal*, 2000, Vols. 6, Issue 4
- Wallace John**, *LaserFocusWorld*, Black-silicon solar cells capture infrared at double efficiency, 2012

Chapitre 1

Combinaison de lasers à fibre pour la réalisation de sources de forte brillance

Introduction

Le développement de sources lasers de forte puissance moyenne, émettant des faisceaux limités par la diffraction, a toujours été un objectif majeur depuis l'invention des lasers.

A leur début, les sources lasers de puissance, à état solide, ont vu leurs performances largement limitées par la conductivité thermique des matériaux et les méthodes de pompage optique induisant des gradients thermiques dans le milieu à gain. Les distorsions optiques qui en découlaient dégradaient la qualité spatiale du faisceau émis à forte puissance et les rendements laser.

Une alternative technologique, visant à combiner plusieurs lasers élémentaires aux puissances plus faibles en un faisceau unique, fut alors très vite imaginée pour augmenter la puissance moyenne extraite, tout en conservant une bonne qualité spatiale du faisceau émis.

De nos jours, les méthodes de combinaison de faisceaux lasers se sont fortement développées car la recherche de puissances extrêmes associées à une forte directivité est en pleine actualité. Dans le domaine de la défense, le développement d'armes lasers est utile à la détection puis destruction de projectiles explosifs. Dans le domaine civil, il devient de plus en plus intéressant d'utiliser des lasers pour le transport d'énergie. Le projet « Space Based Solar Power » (SBSP) de l'entreprise Astrium vise en effet à transporter de l'énergie depuis l'espace vers la terre par l'utilisation d'un laser de puissance. Même si des progrès technologiques considérables ont été réalisés avec les lasers massifs, notamment avec le concept des lasers à disque, ils sont concurrencés, ces dernières années, par les lasers à fibre. Ces derniers offrent de nombreux avantages dont un rendement de conversion opto/optique très élevé. Associé au rapport section sur volume très faible de la fibre amplificatrice, l'impact des effets thermiques sur ce type d'amplificateur en est notablement réduit. Mon travail s'est donc focalisé sur les lasers à fibre et dans la suite de ce mémoire je n'aborderai que cette classe de laser.

Ce premier chapitre fait l'état des techniques de combinaison de lasers à fibre utilisées récemment pour la génération de faisceaux de forte puissance moyenne et de divergence minimale.

La première partie décrit des techniques imaginées pour combiner plusieurs lasers indépendants sans qu'ils interagissent et sans asservissement, regroupées sous l'appellation combinaison incohérente.

La seconde partie du chapitre présente les techniques pour lesquelles la maîtrise de la cohérence des rayonnements est indispensable, on parle alors de combinaison cohérente. Dans ce cas, le couplage et la mise en phase des multiples rayonnements lasers peuvent se faire de manière « active » (contre-réaction opto-électronique), ou auto-organisée.

Les paramètres quantifiant la qualité de mise en phase des multiples faisceaux émis, sont aussi discutés à la fin de ce chapitre. Ils sont nécessaires à la mise en perspective des résultats obtenus avec les différentes techniques de mise en phase présentées préalablement.

Les techniques de combinaison de lasers à fibre

Les techniques de combinaison de rayonnements lasers sont très nombreuses et peuvent être classées selon différents critères. Par exemple, la combinaison peut s'effectuer en champ proche, les différents rayonnements lasers se superposent sur un dernier élément combineur pour engendrer alors un faisceau de sortie unique sommant l'ensemble des puissances élémentaires. La combinaison peut aussi s'effectuer à distance, le système délivre alors de multiples faisceaux lasers qui se superposent sur cible. Plus généralement, les techniques de combinaison sont classées selon les deux grandes familles, combinaison cohérente et incohérente qui sont détaillées par la suite. Nous allons les aborder par ordre chronologique et peut être par ordre de complexité de réalisation, la première et la plus simple étant la combinaison incohérente.

I Combinaison incohérente

La combinaison incohérente fut l'une des premières techniques proposées pour dépasser les limitations en puissance des architectures lasers standard. Elle consiste à superposer les rayonnements de N sources indépendantes, soit directement sur la cible distante, soit sur un élément combineur commun pour produire un unique faisceau limité par la diffraction et de forte puissance. Quelle que soit l'approche, les rayonnements des lasers élémentaires ne sont pas cohérents temporellement ou spectralement entre eux, avec des relations de phase des composantes spectrales fluctuant arbitrairement et rapidement au cours du temps. La superposition des rayonnements que ce soit sur cible ou sur combineur n'engendre donc pas d'interférences entre les faisceaux superposés (superposition en puissance).

1.1 Superposition spatiale de faisceaux

La superposition spatiale de faisceaux combine sur cible les rayonnements de N sources lasers élémentaires indépendantes. La combinaison se fait donc à distance finie (quelques kilomètres) en orientant les faisceaux vers la cible avec des incidences différentes soit par l'utilisation de miroirs (voir exemple Figure 1-1) soit par pointage direct des sources.

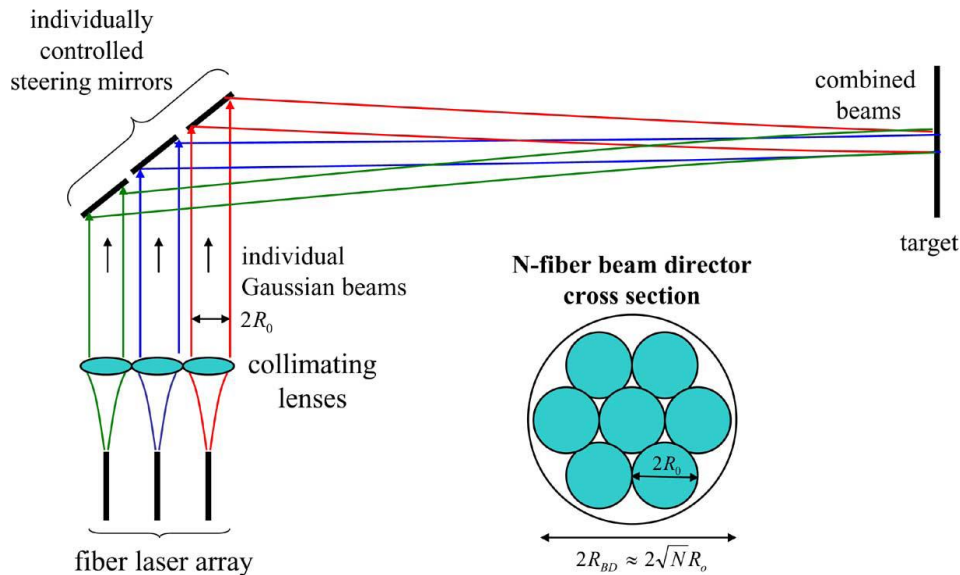


Figure 1-1 : Schéma de principe de la superposition de faisceaux sur cible

Plusieurs démonstrateurs utilisant ce procédé ont été récemment dévoilés par de grands groupes industriels travaillant dans le domaine de la défense ou de l'aéronautique. Ainsi, une puissance combinée de 10 kW, a été présentée à la conférence SPIE en 2012 [Ludewigta, et al., 2012]. Dans cet exemple, un laser de faible puissance illumine la cible, la réflexion sur celle-ci permet de repérer et suivre sa position. Deux lasers de puissance à haute énergie (H.E.L pour High Energy Laser) émettant un faisceau monomode, délivrant chacun 5 kW moyens sont alors pointés sur celle-ci. Les caractéristiques du faisceau émis ne sont malheureusement pas données dans ce papier. La tourelle intégrant les trois lasers et le système de détection est présentée Figure 1-2.

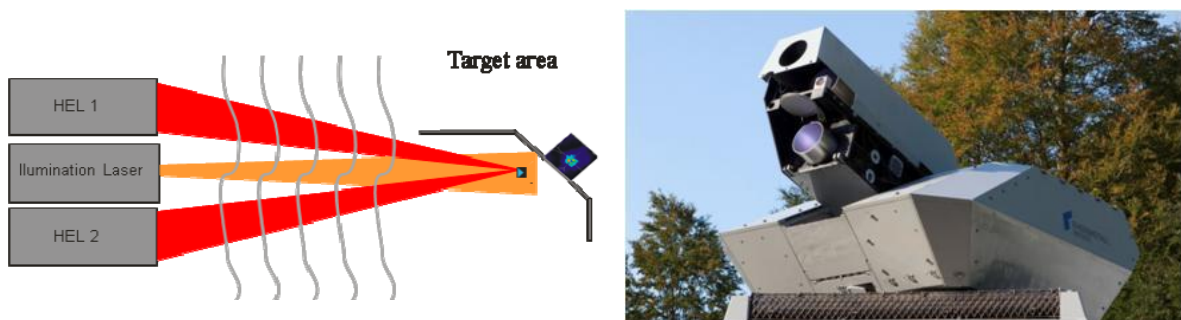


Figure 1-2 : Dispositif utilisé par l'entreprise Rheinmetall pour combiner deux faisceaux de 5 kW sur cible [Ludewigta, et al., 2012] : à gauche, le schéma de principe, à droite, la tourelle où sont intégrés les différents éléments

Un record dans le domaine a été présenté par l'entreprise MBDA [Protz, et al., 2012]. Ici, les rayonnements de quatre lasers à fibres optiques délivrant chacun 10 kW avec une faible divergence ($M^2 < 1,5$) et une longueur d'onde moyenne de 1070nm sont combinés sur cible à l'aide d'un télescope à miroir primaire commun. La superposition en champ lointain est réalisée par l'utilisation de miroirs en sortie des quatre lasers. L'industriel avance que ce système permet en plus de compenser les distorsions induites par la portion d'atmosphère traversée par les quatre faisceaux. Une cible de

120mm distante de 500m a pu être illuminée avec 40kW de puissance. La Figure 1-3 montre le dispositif expérimental utilisé pour les tests.

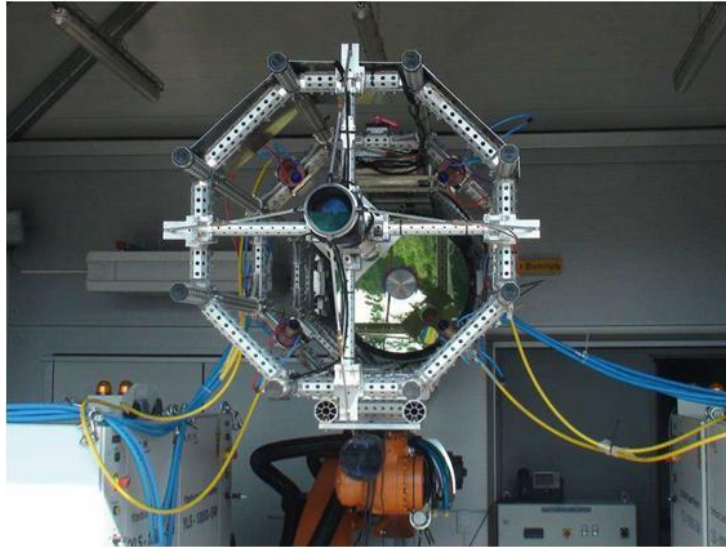


Figure 1-3 : Dispositif expérimental utilisé par l'entreprise MBDA permettant de combiner sur cible 40 kW en régime d'émission continue [Protz, et al., 2012]

Cette technique de combinaison simple et efficace est toutefois bridée d'un point de vue photométrique. Considérons N lasers élémentaires de même puissance P' et de même section émettrice S' . La surface globale S d'émission augmente proportionnellement avec le nombre N de faisceaux élémentaires ($S=N.S'$, voir schéma de principe sur la Figure 1-1). De la même façon la puissance totale P sur cible est la somme des puissances P' . Comme l'angle solide Ω d'émission global est le même que celui des rayonnements élémentaires, car s'appuyant sur la même surface cible (superposition des faisceaux dans ce plan), la luminance globale reste identique à celle des sources élémentaires. L'étendue géométrique ($N.S'.\Omega$) de l'ensemble des faisceaux augmente dans la même proportion que la puissance globale ($N.P'$). Autrement dit, l'augmentation de la densité de puissance sur cible s'accompagne d'un accroissement de l'encombrement du système d'émission dans les mêmes proportions.

Dans la suite, nous décrivons une technique de combinaison incohérente permettant d'augmenter la luminance du système proportionnellement au nombre de lasers mis en jeu.

1.2 Combinaison spectrale

La combinaison spectrale consiste à utiliser un composant dispersif (le plus souvent un réseau de diffraction) comme élément combineur. Les différents faisceaux lasers superposés sur l'élément combineur, l'illuminent avec des angles d'incidence et des longueurs d'onde adaptés à la dispersion de celui-ci pour être réfléchis ou transmis dans une direction commune (Figure 1-4). Ici, la luminance est N fois celle des sources élémentaires car la section d'émission est indépendante du nombre de lasers (combinaison effectuée en champ proche sur l'élément dispersif).

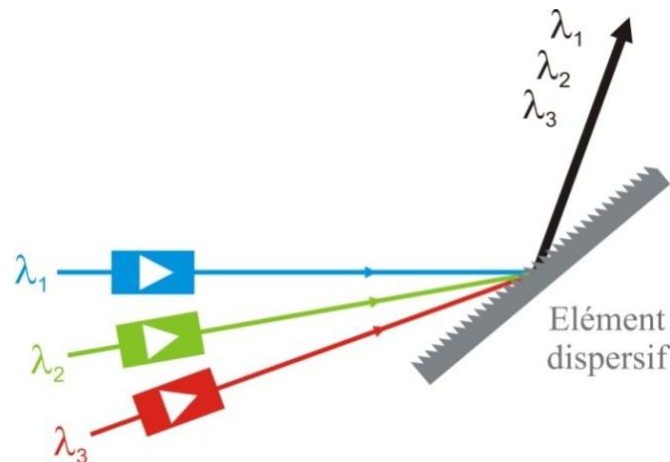


Figure 1-4 : Schéma de principe de la recombinaison spectrale

Grace à ce procédé, il a été possible de combiner les émissions de 12 lasers à fibre optique pour une puissance globale de 3,1 kW et une divergence assez faible ($M^2 < 1,4$) [Robert S. Afzal, 2012]. Les bandes spectrales d'émission des différentes sources sont séparées et couvrent une bande totale de 18nm autour de 1060nm.

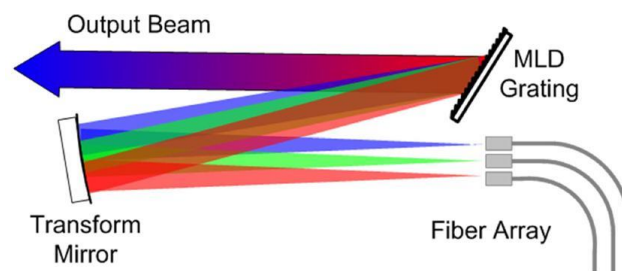


Figure 1-5 : Schéma de principe de recombinaison spectrale de 12 lasers à fibre [Robert S. Afzal, 2012]

Un record de puissance dans le domaine a été publié par Wirth *et collaborateurs* à Jena [Wirth, et al., 2011]. Quatre lasers à fibre ont été combinés pour une puissance totale de 8,2 kW avec une divergence toutefois élevée ($M^2 = 4,3$). Les raies lasers des différentes sources sont espacées de 8 nm sur une bande spectrale totale de 24nm autour de 1052nm. Des jeux de miroirs permettent d'ajuster l'incidence des faisceaux sur le réseau de diffraction. Le dispositif utilisé est présenté Figure 1-6.

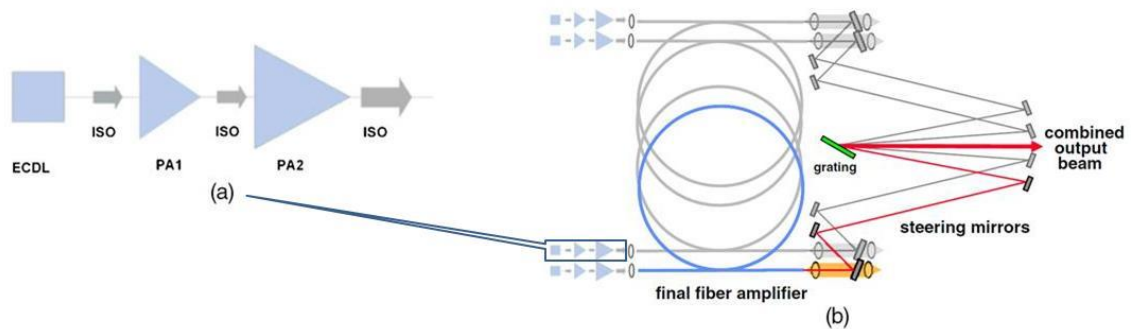


Figure 1-6 : Dispositif de combinaison spectrale de 4 lasers à fibres optiques (b), les préamplificateurs PA1 et PA2 sont alimentés par des diodes lasers à spectre étroit opérant en cavité externe EC DL (Extended Cavity Diode Laser), et protégées par des isolateurs (a)

Il existe certaines contraintes à l'utilisation de cette technique. Ainsi, le contenu spectral de chaque source élémentaire doit être étroit, d'une part, pour éviter une dégradation de la qualité spatiale du faisceau combiné (divergence liée à la dispersion angulaire supérieure à celle provoquée par la diffraction : « chirp » angulaire), d'autre part pour avoir la possibilité de combiner un grand nombre de faisceaux (la bande spectrale globale du système est limitée et doit contenir toutes les raies élémentaires). Mais amplifier un rayonnement spectralement étroit jusqu'à des centaines de Watts dans un amplificateur à fibre est un défi en soit car le seuil d'apparition d'effets non-linéaires s'en trouve abaissé, entraînant une dégradation du contenu spectral ou du gain d'amplification. On comprend que le compromis peut être compliqué à trouver. Aussi, d'autres voies de recherches sur la combinaison de faisceaux lasers, comme celles détaillées par la suite, sont explorées en parallèle, nécessitant la maîtrise de la cohérence des multiples rayonnements à combiner.

II Combinaison cohérente

La cohérence des rayonnements à combiner, est une propriété importante pour la génération de faisceaux de forte luminance. Pour que des faisceaux soient mutuellement cohérents, ils doivent partager un même spectre optique. De plus, si les relations de phase entre les champs sont stationnaires, leur superposition crée une figure d'interférence stable dans le temps, dont la forme dépend directement des différences de phases entre les N faisceaux à combiner. Dans le cas d'un arrangement périodique de faisceaux en phase donnant lieu à une combinaison cohérente en champ lointain, le faisceau produit possède un lobe central de largeur inversement proportionnelle au nombre N de lasers mis en jeu et un éclairement sur l'axe moyen de propagation proportionnel à N^2 . La Figure 1-7 illustre la structuration du champ lointain en le comparant à ce que l'on obtient par combinaison incohérente des quatre mêmes faisceaux.

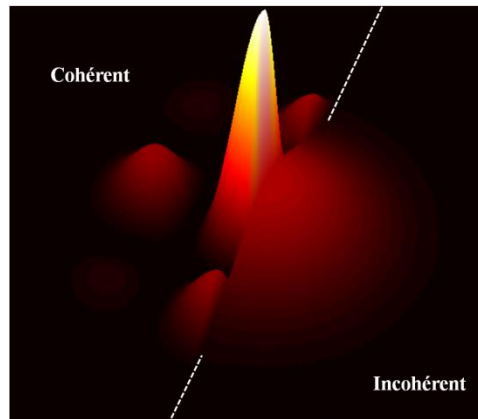


Figure 1-7 : Deux champs lointains combinés de 4 faisceaux laser cohérents en phase à gauche et incohérents à droite

On comprend que les notions d'angle solide et de luminance lorsque le champ lointain est structuré deviennent délicates à manipuler. Plusieurs critères ont été imaginés pour juger de la qualité de la combinaison cohérente, certains étant plutôt à relier à la notion de rendement en puissance du système, d'autres à l'énergie déposée sur une cible. Chacun donnant une information différente sur le résultat de la combinaison, les critères sont généralement choisis en fonction de l'application visée. J'aborderai rapidement ces divers paramètres en dernière partie de ce chapitre pour définir celui que j'utiliserai par la suite.

Dans la suite de ce chapitre, je présente les différentes techniques de combinaison cohérente, classées selon deux grandes familles, celles dites actives (contre-réaction optoélectronique) et celles dites auto-organisées (contre-réaction purement optique).

II.1 Combinaison cohérente par voie active

Les procédés de mise en phase active utilisent une architecture de type MOPA (Master Oscillator Power Amplifier). Un oscillateur maître alimente un réseau de fibres amplificatrices en parallèle générant de multiples faisceaux en sortie du système. Afin d'assurer à chaque instant une combinaison efficace des rayonnements émis, il est nécessaire de contrôler leurs relations de phase. Pour cela, il existe un grand nombre de techniques pour mesurer directement ou indirectement ces phases relatives. Une faible part des rayonnements amplifiés est prélevée et envoyée sur un système de détection qui a pour objectif d'alimenter les dispositifs de pré-compensation de phase de signaux d'erreur adaptés, à travers une boucle de rétroaction. La compensation des écarts de phase mesurés est gérée en amont des étages amplificateurs à l'aide par exemple, de modulateurs électro-optiques (voir Figure 1-8).

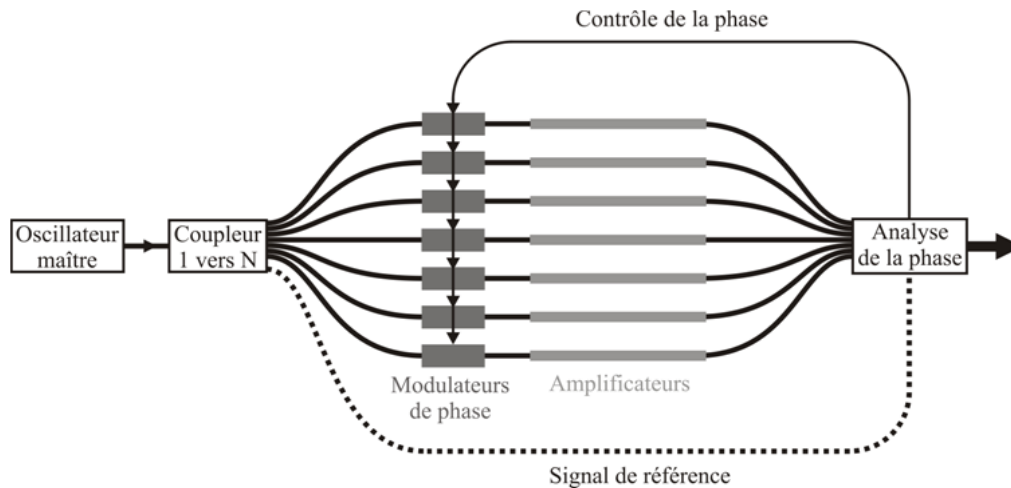


Figure 1-8 : Schéma de principe de la mise en phase par voie active s'appuyant sur une architecture MOPA

L'oscillateur maître est préférentiellement à spectre étroit de manière à relâcher la contrainte d'égalité des chemins optiques entre les différentes voies amplificatrices. L'asservissement apporte un contrôle des phases relatives à une fraction de longueur d'onde près, quelles que soient les perturbations (thermique, mécanique) de l'environnement. Il constitue un élément clé qui distingue les différentes réalisations publiées sur ce thème. On peut les regrouper en deux catégories qui font l'objet des deux sous chapitres suivants.

II.1.1 Détection et compensation directe des écarts de phase

Dans cette catégorie, ce sont directement les écarts de phase entre émetteurs qui sont mesurés en sortie du système amplificateur, les déphasages opposés sont alors appliqués aux modulateurs pour leur compensation.

Un premier exemple de démarche passe par des mesures locales des phases relatives par interférométrie. Pour cela, un faisceau référence, qui est une partie du signal initial ayant servi à nourrir le réseau d'amplificateurs, est superposé aux multiples faisceaux amplifiés. Les champs de franges sont analysés par autant de détecteurs que de faisceaux émis. Les déphasages opposés à ceux mesurés sont alors appliqués directement aux modulateurs correspondants pour corriger les écarts de phase et donc cophaser les multiples faisceaux amplifiés [Yu, et al., 31 Aout 2006].

Il est également possible de s'affranchir d'un faisceau référence en réalisant des interférences uniquement entre les faisceaux émis. Ainsi, l'interférométrie à décalage quadrilatéral a été expérimentée avec succès pour cartographier collectivement les phases relatives. Un réseau d'amplitude et de phase adapté, sépare chaque faisceau en quatre répliques qui interfèrent avec les répliques des faisceaux voisins. Ce schéma n'est applicable qu'à un arrangement périodique selon une maille carrée des faisceaux en sortie du système amplificateur. Un agencement hexagonal nécessiterait un interféromètre à décalage trilatéral. A partir de ces interférences à deux ondes, il est aisé de

retrouver les écarts de phase entre faisceaux voisins et donc de proche en proche, de reconstruire l'ensemble du jeu de phases. On notera ici un record avec 64 faisceaux combinés en utilisant cette technique [Bourderionnet, et al., 2011]. L'efficacité de combinaison mesurée à partir du rapport de Strehl n'est toutefois que de 64%, les auteurs justifient cette valeur par des défauts de pointés du bundle de fibres avant collimation induisant des erreurs sur la détection des phases relatives. D'autre part, comme la mesure collective du champ de franges est réalisée par le capteur bidimensionnel d'une caméra, la correction de phase est relativement lente, la fréquence de rafraichissement ne dépassant pas 20Hz.

L'analyse des phases peut également se faire par marquage fréquentiel. Dans cette technique contrairement aux précédentes, un seul détecteur est utilisé, prélevant une fraction du lobe central de la figure d'interférence. Les modulateurs de phase jouent le double rôle de correcteur de phase et de marqueur. Ainsi, on applique à chaque modulateur (moins un éventuellement si une voie sert de référence) une faible modulation de phase, de fréquence propre à chaque faisceau. Le signal issu du détecteur est analysé par un ensemble de détections synchrones fournissant les valeurs des déphasages. Un système nommé LOCSET (Locking of Optical Coherence by Single detector Electronic Tagging) [Shay, et al., 2007] a été développé par l'« US Air Force Research Laboratory » et a popularisé ce concept utilisé au préalable dans d'autres contextes comme l'imagerie. Un faisceau de référence externe n'est pas indispensable à la mise en œuvre du marquage fréquentiel [Flores, et al., 2011]. Cette technique présente un réel intérêt pour coupler un nombre important de lasers puisque chaque voie possède sa propre boucle de rétroaction. Dans cette dernière référence [Flores, et al., 2011], les auteurs ont réalisé la mise en phase de 16 lasers pour une puissance totale de 1,4kW. Elle est cependant onéreuse en raison de la démultiplication des systèmes de modulation rapides et de détection synchrone. Le nombre de voies que l'on peut mettre en phase en théorie (une centaine [Azarian, 2012]) est bridé par le nombre maximal de fréquences de modulation applicables afin d'éviter le recouvrement de l'information utile avec les termes de modulation.

II.1.2 Compensation des écarts de phases par approche itérative

La compensation des écarts de phase peut s'effectuer sans mesure directe des relations de phase entre faisceaux amplifiés. La pré-compensation se fait alors de manière itérative. Il s'agit d'une procédure d'optimisation sous contrainte, plus précisément ici d'une maximisation du signal détecté au centre du champ lointain (ou sur cible). Un des procédés le plus utilisé est nommé SPGD pour « Stochastic Parallel Gradient Descent ». La puissance sur l'axe en champ lointain est mesurée à l'aide d'un photo-détecteur unique. A chaque itération, une distribution de phases aléatoires connue et de faible amplitude est générée en amont des voies amplificatrices. L'algorithme cherche alors les corrections permettant de maximiser la puissance sur l'axe optique correspondant à des champs cophasés. On notera la mise en phase de huit lasers conduisant à une puissance totale combinée de 4 kW et une efficacité de combinaison (grandeur comparant la puissance sur l'axe à celle que l'on

obtiendrait avec une mise en phase parfaite) de 78% [Yu, et al., 2011]. Dans ce dernier exemple, les auteurs expliquent que le temps nécessaire pour synchroniser les différentes voies laser de 240 μ s est suffisant pour compenser les fluctuations de phases amenées par les perturbations environnementales. Toutefois ces algorithmes limitent le nombre possible d'émetteurs à cophaser car le temps de convergence du système augmente avec le nombre d'émetteurs à cophaser.

Résumé sur les architectures de mise en phase par voie active :

- Elles ont le potentiel de cophaser un grand nombre d'émetteurs lasers. La démonstration en a été faite jusqu'à 64 émetteurs en utilisant de l'interférométrie à décalage quadrilatéral [Bourderionnet, et al., 2011].

- Le contrôle des phases devient cependant difficile à gérer avec l'augmentation du nombre de voies lasers. L'efficacité de combinaison étant de 64% dans le cas à 64 émetteurs cophasés [Bourderionnet, et al., 2011].

- L'asservissement intrinsèque au principe nécessite toujours l'utilisation d'une électronique plus ou moins complexe à mettre en œuvre et relativement onéreuse pour parvenir à une contre-réaction rapide (quelques centaines de kilo Hertz).

- La faible largeur spectrale du signal (elle-même intrinsèque au processus de mise en phase par voie active) peut diminuer très sensiblement les seuils d'apparition d'effets non linéaires indésirables comme la rétrodiffusion Brillouin stimulée dans les bras amplificateurs, dégradant le rendement de conversion opto-optique ou l'efficacité de combinaison.

- Les réalisations à grand nombre d'émetteurs sont jusqu'alors effectuées à faible puissance, inférieure à la dizaine de Watts (cas à 64 émetteurs cophasés [Bourderionnet, et al., 2011]).

- A l'inverse, les réalisations à forte puissance (4 kW [C. X. Yu, 2011]) sont effectuées pour un nombre d'émetteurs relativement faible (8 dans cette dernière citation). L'efficacité de combinaison n'étant toutefois pas idéale et de 78%.

II.2 Combinaison cohérente par auto-organisation spectrale

Une alternative aux techniques de combinaison cohérente par voie active vise à ce que les multiples sources lasers à combiner auto-organisent leur spectre d'émission sur un même ensemble de raies et se synchronisent pour produire des champs cophasés. Il s'agit de lasers indépendants couplés par voie externe ou d'amplificateurs lasers intégrés à une cavité unique à bras multiples. Dans ce cas, un ou plusieurs éléments de couplage intracavité assurent une cohérence entre les rayonnements issus des différents bras amplificateurs. Ce principe d'auto-organisation spectrale s'appuie sur une des propriétés intrinsèques des lasers qui privilégie l'oscillation des modes longitudinaux de moindres pertes. Ainsi, il est possible de forcer l'émission en phase d'un ensemble de lasers couplés en y intégrant un filtrage adapté, le plus souvent diffractif.

L'intérêt de cette technique est de pouvoir se passer d'électroniques de contrôle tout en conservant une adaptabilité de la mise en phase des rayonnements émis aux perturbations environnementales subies par le système laser à fibre composite (les fibres optiques étant de très bons capteurs de pression, acoustiques, etc...). Je vais détailler dans ce qui suit, différentes architectures en lien avec les processus passifs de mise en phase de rayonnements lasers, explorées jusqu'à aujourd'hui. Mon travail de thèse s'inscrit dans le cadre de ces méthodes passives de combinaison cohérente.

II.2.1 Mise en phase par filtrage spectral

La mise en phase par filtrage spectral utilise un arrangement interférométrique de type Michelson ou Mach-Zehnder. Un exemple d'architecture de la mise en phase par filtrage spectral est présenté Figure 1-9 dans une configuration Mach-Zehnder à quatre bras [David Sabourdy, 2003]. Les différents amplificateurs à fibre sont placés en parallèle dans l'interféromètre. Le couplage et la combinaison des rayonnements issus des amplificateurs sont réalisés par une cascade de coupleurs. Une des voies du dernier coupleur sert de sortie au laser multi-bras. La combinaison est ainsi effectuée intracavité, le laser délivrant un unique faisceau transportant la somme des puissances émises par les bras amplificateurs. Ceci n'est possible que parce que les autres voies libres des différents coupleurs utilisés n'assurent aucune réaction vers la cavité contrairement au coupleur de sortie et au réflecteur de type réseau de Bragg (CFBG) en fond de cavité. Seul un jeu de fréquences dépendant des longueurs des différentes sous-cavités peut osciller dans ce résonateur avec de faibles pertes. Ces rayonnements interfèrent destructivement vers les voies à fuite des multiples coupleurs et constructivement jusqu'aux extrémités du résonateur. Le degré de liberté du système auto-organisé est donc le spectre d'émission, le filtrage spectral étant effectué par l'arrangement interférométrique du laser composite : le spectre d'émission est commun à l'ensemble des bras amplificateurs.

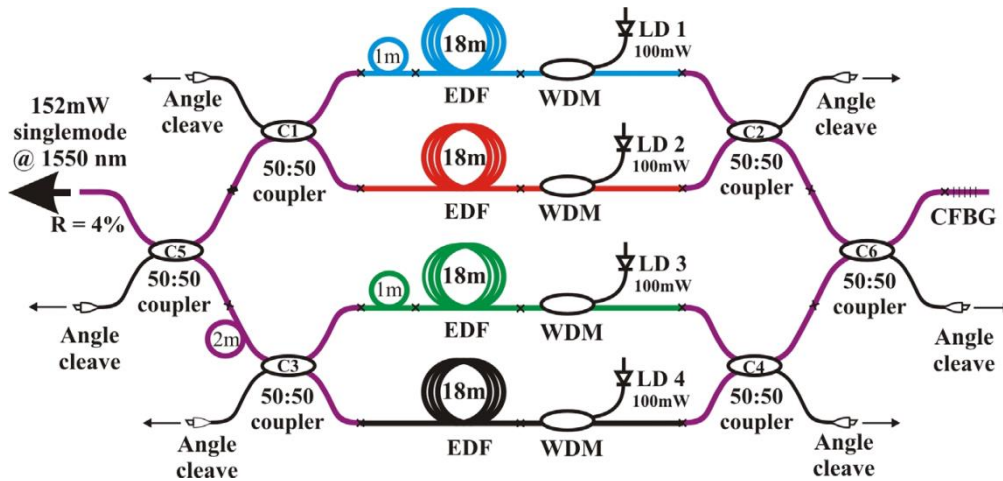


Figure 1-9 : Dispositif de mise en phase par filtrage spectral de 4 lasers à fibre, EDF (Erbium Doped Fiber), WDM (Wavelength-Division Multiplexing), CFBG (Chirped Fiber Bragg Grating), LD (Laser Diode).

Ces architectures ne sont plus une alternative utilisée de nos jours pour la génération de faisceaux de très forte puissance moyenne car le coupleur effectuant la combinaison supporte la totalité de l'énergie extraite. C'est toutefois grâce à ces premières réalisations que les architectures de mise en phase passive ont pu se développer par la suite.

II.2.2 Mise en phase par injection mutuelle

L'injection mutuelle consiste à partager du signal entre deux ou plusieurs lasers indépendants et ceci par des coupleurs externes ou internes aux cavités de ces lasers. Une nouvelle fois, le spectre de fréquences optiques va se structurer selon les congruences modales des différentes sous-cavités mises en jeu, pour générer des faisceaux cohérents entre eux. La Figure 1-10 présente un cas simple d'injection mutuelle entre deux lasers à fibre optique [Auroux, 2009]. Ces derniers sont reliés entre eux par deux coupleurs formant ainsi trois sous-cavités de longueurs L_1 , L_2 et L_M .

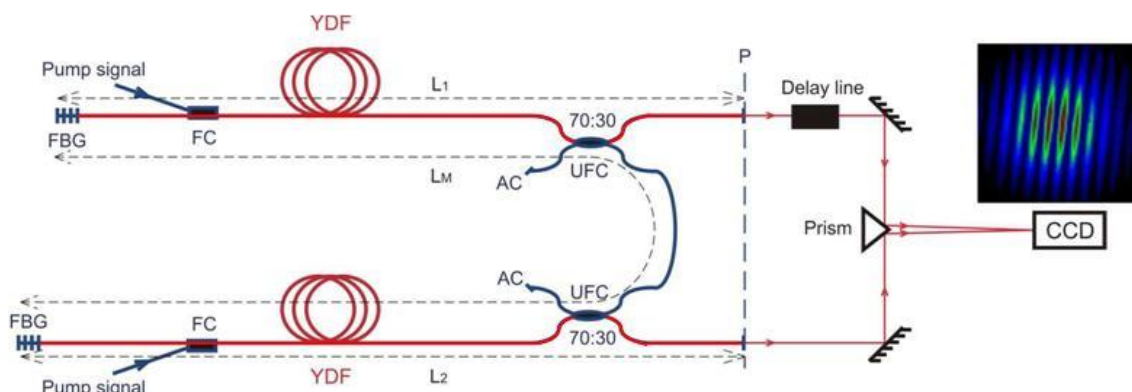


Figure 1-10 : Dispositif expérimental d'injection mutuelle entre deux lasers à fibre optique [Auroux, 2009], FBG (Fiber Bragg Grating), YDF (Ytterbium Doped Fiber), FC (Fiber Coupler for pump and signal combining), UFC (Unbalanced Fiber Coupler), AC (angle cleave).

Dans les techniques de mise en phase par injection mutuelle, la cohérence temporelle entre les champs émis peut se révéler complexe. Par exemple, dans le cas du montage de la Figure 1-10,

contrairement aux autres méthodes de mise en phase par voie passive, les faisceaux ne sont pas cohérents dans le plan de sortie des cavités lasers. L'étude des propriétés statistiques de l'émission d'une telle source montre que la localisation des pics de cohérence et leur largeur dépendent respectivement des longueurs des sous-cavités et de la largeur de la raie laser. C'est pourquoi, comme présenté sur la Figure 1-10, il est nécessaire d'utiliser une ligne à retard, dépendant des longueurs des sous-cavités L_1 , L_2 et L_M , pour observer des franges contrastées et stables dans le temps entre les faisceaux émis et donc réaliser leur combinaison cohérente extra-cavité.

Le point positif est qu'il n'existe pas de composants optiques devant supporter la totalité de la puissance des rayonnements combinés. Cependant, un système de lignes à retard est à gérer extra-cavité pour combiner ces rayonnements. D'autre part, on peut remarquer que le couplage inter-cavités se fait deux à deux, diluant le taux de couplage entre cavités extrêmes au risque de perdre la cohérence entre rayonnements émis pour un grand nombre de lasers impliqués. Des couplages plus forts en étoile peuvent être imaginés mais avec des pertes intra-cavités plus importantes et une multiplication du nombre de sous-cavités. Ceci a pour effet de réduire considérablement le nombre de congruences modales du système, dégradant par la même, comme nous le verrons à la suite de ce chapitre, la qualité de mise en phase.

II.2.3 Mise en phase par filtrage spatial intra-cavité

Il est possible de synchroniser différentes sous-cavités en créant des pertes dépendant des relations de phase et privilégiant le supermode en phase. Dans ces configurations, toutes les sous-cavités partagent un plan qui sert de référence de phase intra-cavité, ce qui assure une cohérence temporelle simple entre les différents champs émis. Les champs sont en phase dans tous les plans de l'espace extra-cavité, contrairement au dispositif précédemment décrits dont le couplage est réalisé par mutuelle injection. Différentes techniques de mise en phase par filtrage spatial intra-cavité utilisées à ce jour sont présentées dans ce qui suit.

II.2.3.1 Cavité Talbot

L'effet Talbot repose sur les propriétés de diffraction en champ proche (diffraction de Fresnel) d'un réseau périodique infini de sources monochromatiques identiques (période d). Les champs initiaux sont réimagés à la distance de Talbot z_t sans système d'imagerie et simplement par diffraction, lorsque ceux-ci sont de phase uniforme. z_t est défini tel que :

$$z_t = \frac{2d^2}{\lambda} \quad [\text{I-1}]$$

λ étant la longueur d'onde du signal étudié. La Figure 1-11 présente cet effet où l'on observe l'évolution d'une onde plane illuminant un réseau d'ouvertures périodiquement espacées. Le champ proche est réimagé à la distance z_t . A la distance $z_t/2$, on observe un décalage d'un demi-motif, les champs successifs sont dans ce plan en opposition de phase.

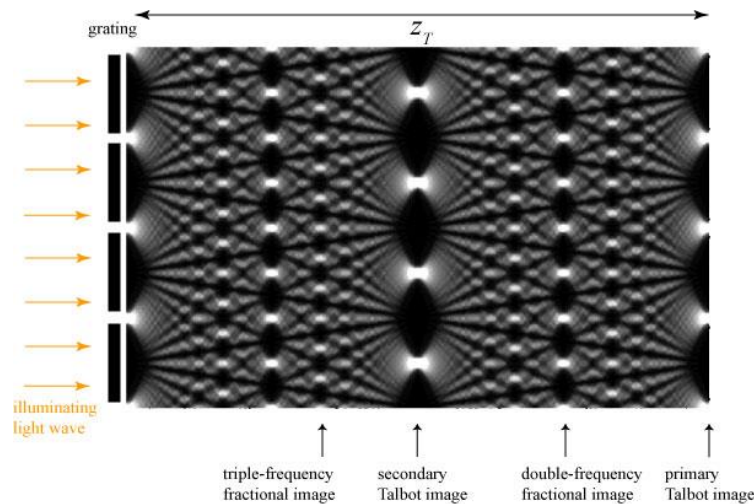


Figure 1-11 : Effet Talbot utilisant un réseau de diffraction périodique [Web, 2010]

Cet effet a été utilisé de nombreuses fois dans le but de mettre en phase les émissions de différents types de lasers et notamment de lasers à semi-conducteurs. En effet, lorsque les sorties de lasers indépendants sont positionnées périodiquement dans un même plan, il est possible de les cophaser grâce à une cavité externe en plaçant un miroir (le coupleur de sortie) à la distance $z_t/2$ de façon à réimager les sorties lasers sur elles-mêmes. Ceci n'étant vrai que si les champs émis sont en phase. La cavité composite privilégiera donc une émission en phase des multiples lasers couplés.

La mise en phase de 7 lasers à fibres par effet Talbot a été démontrée par [Ronen, et al., 2011]. Dans cette architecture (présentée Figure 1-12), les auteurs ont préféré placer le coupleur de sortie à la distance $z_t/4$. Pour conserver la propriété d'auto-imagerie du système, les champs émis doivent être en opposition de phase. L'intégrale de recouvrement du supermode obtenu avec ce jeu de phases est mieux adaptée à la distribution transverse discrète des fibres amplificatrices dans le plan de sortie. Ainsi les pertes sont réduites par rapport au cas où les champs seraient en phase et le miroir à la distance $z_t/2$. Cependant, l'émission d'un tel réseau d'amplificateurs est alors bi-lobes, la transformation du faisceau combiné est donc nécessaire pour une exploitation standard. Le contraste des franges d'interférence mesuré en champ lointain était de 82%, pour une puissance totale d'environ 40W.

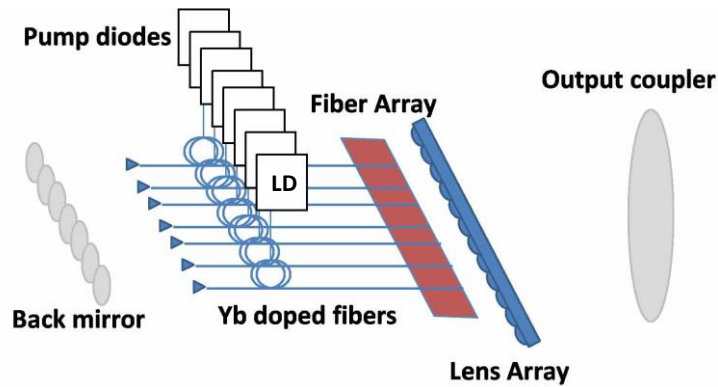


Figure 1-12 : Dispositif expérimental de mise en phase passive par effet Talbot de 7 lasers à fibres optiques [Ronen, et al., 2011], LD (Laser Diode)

Comme dans le cas précédent de la mise en phase par injection mutuelle, le couplage est réalisé de proche en proche, et ce type de couplage ne résiste généralement pas à un fort gain qui peut alimenter simultanément des supermodes indésirables. La plupart des démonstrations réalisées avec succès (avec une bonne efficacité de combinaison) ont été faites avec des lasers fonctionnant au voisinage du seuil.

II.2.3.2 Cavité à transformée de Fourier

Ce dispositif utilise les propriétés de la transformée de Fourier. Comme dans la situation précédente, un réseau périodique de sources produit en champ lointain (diffraction à l'infini) un réseau de lobes périodiques. Pour un jeu de paramètres donnés (longueur d'onde, période du motif, taux de remplissage, distance focale de l'optique utilisée pour réaliser la transformation de Fourier), il est possible de rendre les caractéristiques de ce champ lointain similaires à celles du champ proche. Cette similitude n'est vraie que pour des réseaux uniphase limités en nombre dont les champs auto-transformés de Fourier ne sont pas uniformes en intensité. Si la distribution de phase n'est pas constante l'auto-image se déforme ou ses lobes se décalent. Une cavité externe en espace libre, qui par un aller-retour forme le champ lointain dans le même plan que celui initial du champ proche des différents émetteurs, permet de réaliser un filtrage qui privilégie un ensemble de rayonnements de même phase. En positionnant les émetteurs judicieusement, il est possible de minimiser les pertes sur le supermode en phase (mode fondamental).

C'est en utilisant ce procédé que Corcoran *et collaborateurs* ont démontré la mise en phase de 7 lasers à fibre avec un contraste de 87% et une puissance totale extraite de 0,4W [Corcoran, et al., 2005]. La cavité à transformée de Fourier utilisée dans cet exemple est présentée Figure 1-13. En champ proche (le plan de sortie des lasers à fibre), les sept faisceaux étaient distribués périodiquement suivant un axe. Cette technique de mise en phase assure un couplage très fort entre les émissions, car chacune transfère son énergie vers toutes les autres. Cependant, l'arrangement unidimensionnel conduit à des pertes importantes à la réinjection d'où la faible puissance de sortie de 0,4W.

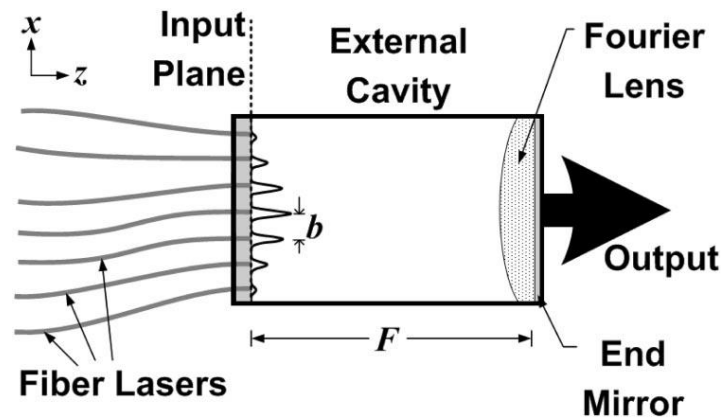


Figure 1-13 : Cavité à transformée de Fourier unidimensionnelle [Corcoran, et al., 2005]

II.2.3.3 Mise en phase par filtrage spatial d'amplitude

Hors dispositif d'auto-imagerie, le couplage par filtrage spatial peut s'effectuer de deux manières. Soit les rayonnements émis par les multiples amplificateurs à cophaser sont réinjectés dans ces derniers après filtrage en champ lointain (rétroaction de la cavité commune), soit c'est une partie du champ lointain lui-même qui est directement réinjecté dans les différents bras amplificateurs.

Bing He *et collaborateurs* ont combiné les rayonnements de deux lasers à fibre en utilisant le premier procédé (réinjection d'un champ proche préalablement filtré en champ lointain) [Bing, et al., 2006]. Une lentille convergente permettait d'afficher le champ lointain des faisceaux émis en sortie des deux fibres amplificatrices, plan dans lequel étaient placés un filtre d'amplitude (transparence binaire) et le coupleur de sortie de la cavité commune. Ce filtre apportait une atténuation localisée sur les minima nuls du champ de franges dans le cas où les deux faisceaux émis étaient en phase. Ainsi, les pertes introduites sur un couple de faisceaux de phases identiques étaient très faibles. A l'inverse, pour les autres relations de phase, les pertes dues au filtrage étaient élevées. De cette façon c'est le supermode en phase qui était privilégié. Le dispositif expérimental est présenté Figure 1-14.

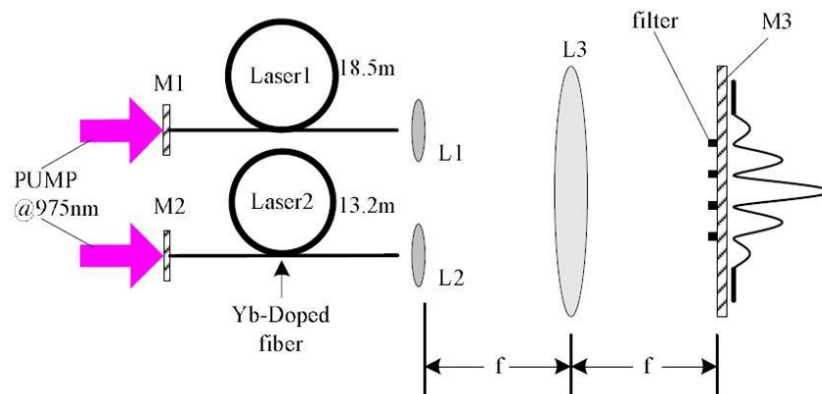


Figure 1-14 : Dispositif expérimental de la mise en phase de deux lasers à fibres optiques par filtrage spatial en champ lointain [Bing, et al., 2006], L1 et L2 lentilles de collimations, L3 lentille convergente formant le champ lointain sur le coupleur de sortie M3, M1 et M2, miroirs de fond de cavité.

La puissance totale extraite était de 12,3W et l'efficacité de combinaison de 88%. L'inconvénient majeur de ce procédé est que le coupleur de sortie de la cavité commune supporte toute la puissance combinée, avec des pics de cohérence spatiale très intenses localement.

En 2007, J. Lhermite *et collaborateurs* ont proposé une architecture laser exploitant un autre type de filtrage [Lhermite, et al., 2007]. La Figure 1-15 présente l'architecture expérimentale utilisée.

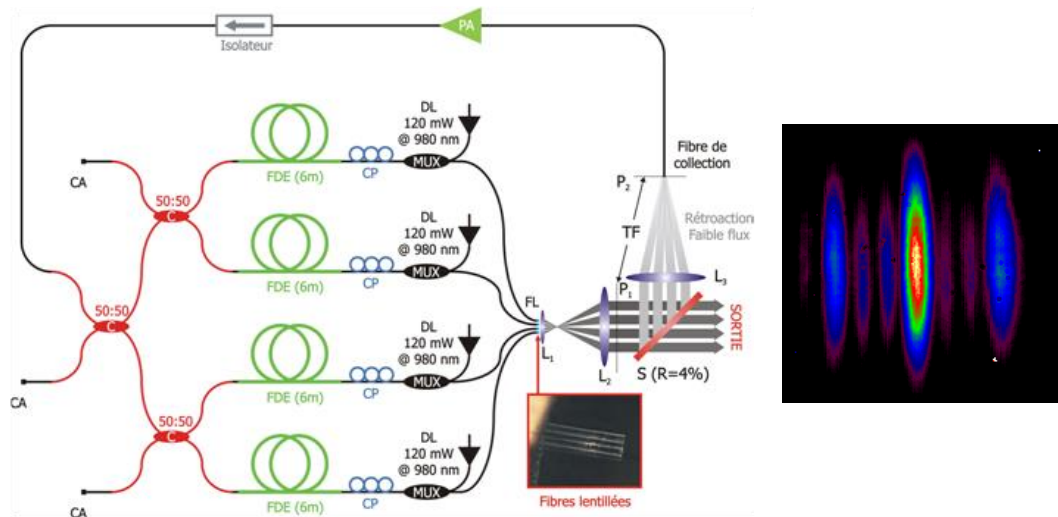


Figure 1-15 : Dispositif expérimental de la mise en phase par filtrage d'amplitude de 4 lasers à fibre optique, PA Pré-amplificateur, FDE Fibre Dopée Erbium, CP Contrôleur de Polarisation, DL Diode Laser [Lhermite, et al., 2007]

Dans cette seconde configuration laser, le champ lointain des faisceaux émis par le réseau de fibres amplificatrices est affiché intra-cavité dans le plan focal image de la lentille convergente L3. Le filtrage spatial réalisé est dimensionné pour sélectionner une partie du lobe central de la figure de diffraction et renvoyer ce signal vers l'ensemble des amplificateurs de manière à leur fournir une même information de phase et d'amplitude. Un intérêt majeur de cette architecture par rapport à la précédente est qu'elle permet l'extraction de la puissance avant la focalisation des faisceaux intra-cavité réduisant ainsi considérablement les problèmes d'endommagement des composants de la cavité.

Le record de puissance a été obtenu par Loftus *et collaborateurs* [Loftus, et al., 2008] en mettant en phase 4 lasers pour obtenir 710 W sur cible avec 45% de cette puissance contenue dans le lobe central de la figure de diffraction.

Sur la base de cette configuration, J. Guillot a étudié dans ses travaux de thèse l'influence de la montée en nombre des amplificateurs sur la qualité de la mise en phase [Guillot, 2011]. Cette étude a conforté les conclusions des travaux réalisés sur d'autres méthodes de combinaison cohérente passive indiquant une dégradation de l'efficacité de combinaison avec l'augmentation de nombre d'amplificateurs mis en jeu. Ainsi, l'efficacité de combinaison chutait de 80% à 58% lorsque le

nombre d'émetteurs passait de 4 à 12. Le paragraphe suivant traite plus en détail du nombre limité de lasers que l'on peut combiner efficacement avec des techniques de mise en phase passive.

Résumé sur les architectures de mise en phase par auto organisation spectrale :

- Systèmes auto-organisés, simplicité de mise en œuvre
- Moins onéreuse que les architectures de mise en phase par voie active
- Quatre lasers combinés pour une puissance totale de 710W [Loftus, et al., 2008]
- Certaines configurations peu adaptées à l'émission de très forte puissance car un dernier composant supporte toute la puissance combinée
- Dégradation de l'efficacité de combinaison avec l'augmentation du nombre de faisceaux à combiner

II.2.4 Limitation des techniques de combinaison cohérente par voie passive

La mise en phase par auto-organisation spectrale de l'émission consiste à sélectionner les modes longitudinaux communs à l'ensemble des sous-cavités impliquées. Aussi, en considérant un modèle de cavité froide (sans milieu amplificateur), le nombre de congruences modales diminue très rapidement avec le nombre de faisceaux mis en jeu. Cette diminution, est illustrée avec la Figure 1-16, en considérant un exemple de quatre sous-cavités couplées de longueurs optiques différentes. Par effet Vernier, le nombre de congruences modales diminuent (quasi exponentiellement) avec le nombre de cavités à cophaser.

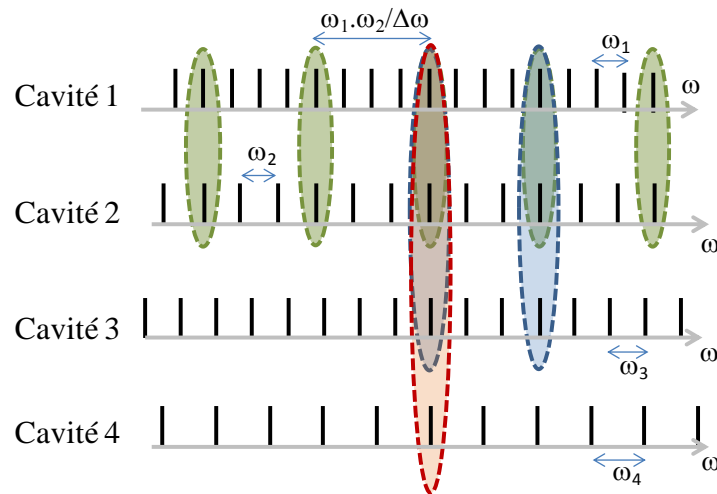


Figure 1-16 : Exemple de coïncidences entre les fréquences de résonance de quatre cavités de longueurs différentes (effet Vernier)

Les cavités 1 et 2 partagent cinq congruences modales (en vert), deux avec la troisième cavité (en bleue) et enfin il n'existe, dans cet exemple, plus qu'une seule congruence modale (en rouge) entre toutes les cavités.

On peut imaginer égaliser les longueurs optiques des cavités pour maximiser le nombre de congruences modales ce qui serait toutefois très compliqué à mettre en œuvre avec des lasers à fibre multi-métriques. Cependant, les perturbations environnementales, acoustiques, thermiques où autres, influent sur la longueur optique des lasers à fibre à l'échelle de la longueur d'onde et font que ces peignes de fréquences bougent en permanence. Ce ne sont jamais les mêmes fréquences de résonance communes qui forment le spectre de la cavité composite. Ainsi, réduire les différences de chemins optiques entre les sous-cavités, engendre des instabilités de puissance en sortie du laser ainsi qu'une chute de l'efficacité de combinaison. Les intervalles spectraux libres des cavités élémentaires sont alors très proches et chaque perturbation décale très loin, hors de la bande de gain du laser composite, les fréquences de résonance communes (effet Vernier) comme l'ont montré Sabourdy *et col* dans la référence [Sabourdy, et al., 2002]. Il faut donc bien au contraire, augmenter les différences de chemin optique pour augmenter la probabilité de trouver des congruences modales. C'est sur ce principe que repose la combinaison cohérente par auto-organisation spectrale de l'émission.

Des études analytiques, numériques et expérimentales ont été menées pour décrire et prédire cette décroissance en fonction du nombre de lasers couplés.

Les approches analytiques ne considèrent que des cavités lasers passives sans tenir compte de l'influence du gain.

Une première étude statistique menée en 2005 par Dimitri Kouznetsov *et collaborateurs* considère le cophasage de deux sous-cavités dans un interféromètre de Michelson et de Mach-Zehnder. Il extrapole ensuite cette étude aux grands nombres [Kouznetsov, et al., 2005]. L'équation I-

2 donne alors la valeur de l'efficacité de combinaison η selon différents paramètres dont le nombre N de lasers à coupler pour une longueur d'onde λ centrée sur une bande spectrale $\Delta\lambda$.

$$\eta = 1 - \frac{\pi^2}{2} \cdot e^{(-\frac{2}{N-1} \cdot \ln(\frac{2\pi \Delta\lambda L_{av}}{\lambda^2}))} \quad [\text{I-2}]$$

L_{av} représente la longueur moyenne des différentes sous-cavités. Le facteur $\frac{\Delta\lambda L_{av}}{\lambda^2}$ caractérise le nombre moyen de modes longitudinaux disponibles dans la bande spectrale $\Delta\lambda$. L'approche repose sur le calcul de la probabilité d'avoir au moins un mode commun à toutes les sous-cavités parmi l'ensemble des modes longitudinaux.

Dans le cas de lasers à fibre, les longueurs des différentes sous-cavités sont généralement bien supérieures aux écarts de longueurs moyens entre ces mêmes sous-cavités. Les coïncidences modales s'établissent alors sur plusieurs modes longitudinaux consécutifs dont la largeur statistique enveloppe Δv est liée à l'écart quadratique moyen des différences de longueurs (σ_L). Pour un exemple de jeu de longueur de fibres amplificatrices, on définit Δv tel que $\Delta v = 0,26 \cdot c / \sigma_L$ [Rothenberg, 2008].

On peut alors écrire l'équation I-2 comme suit :

$$\eta = 1 - \frac{\pi^2}{2} \cdot e^{(-\frac{2}{N-1} \cdot \ln(\frac{2\pi \Delta\lambda \sigma_L}{0,26 \lambda^2}))} \quad [\text{I-3}]$$

Le nombre de congruences modales possibles dans la bande spectrale $\Delta\lambda$ est ici défini par le rapport $\frac{\Delta\lambda \sigma_L}{0,26 \lambda^2}$. On en déduit que la largeur de bande d'émission $\Delta\lambda$ et les différences de longueurs entre sous-cavités amplificatrices (caractérisées par σ_L) sont des paramètres cruciaux du processus de combinaison auto-organisée. Maximiser ces deux paramètres maximise la probabilité d'existence de modes longitudinaux communs et en retour l'efficacité de combinaison.

Une autre approche considérant de faibles écarts de phase a été proposée par Siegman en 2004 [Siegman, 2004] dans l'hypothèse où l'efficacité de combinaison η reste élevée. Cette approximation est valable pour de faibles nombres de lasers. En suivant le raisonnement précédent et en considérant le cas limite d'un seul mode commun, il est possible d'en déduire la valeur de l'efficacité de combinaison :

$$\eta = 1 - \left(\frac{\lambda^2 \cdot 0,26}{\Delta\lambda \cdot \sigma_L}\right)^{\frac{1}{N-1}} \cdot \frac{2 \sqrt{\pi}}{N^{N/(N-1)}} \cdot \left(\Gamma\left(1 + \frac{N-1}{2}\right)\right)^{\frac{2}{N-1}} \quad [\text{I-4}]$$

La fonction intégrale Γ de l'équation [I-4] se simplifie pour des entiers positifs et donc pour N impair, $\Gamma(x)=(x-1)!$.

Wei-zung Chang *et collaborateurs* ont mené une étude expérimentale conjointement à une étude numérique, dans le but d'observer l'évolution de l'efficacité de combinaison de 2 à 16 lasers à fibre couplés [Wei-zung Chang, 2010]. L'étude numérique s'appuie sur une représentation temporelle des champs dont l'évolution dans chacune des voies est décrite par des équations de Schrödinger non linéaires couplées. Le gain est pris en considération de même que sa saturation et sa largeur spectrale. L'architecture de mise en phase passive par filtrage spectral (Michelson multi-bras) utilisée est présentée Figure 1-17.

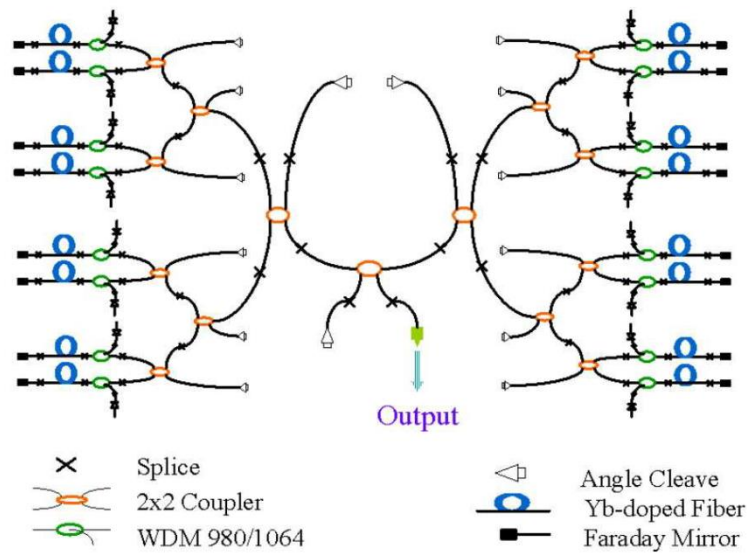


Figure 1-17 : Dispositif expérimental de mise en phase passive par filtrage spectral de 16 lasers couplés [Wei-zung Chang, 2010]

La différence de longueur maximale entre les sous-cavités est de 4m, la bande spectrale possède une largeur $\Delta\lambda = 8\text{nm}$ centrée sur $\lambda = 1064\text{nm}$. Cette architecture de mise en phase passive par filtrage spectral présente ici tout son intérêt car il est aisé de mesurer l'efficacité de combinaison simplement en comparant le niveau de puissance sur la sortie utile (voie commune) à la somme des puissances collectées sur l'ensemble des sorties à perte du réseau de coupleurs.

La Figure 1-18 présente les résultats expérimentaux et numériques obtenus par Wei-zung Chang auxquels j'ai rajouté les résultats de calcul en suivant les approches de Siegman et Kouznetsov et ce pour les paramètres $\lambda=1064\text{ nm}$, $\Delta\lambda=8\text{ nm}$ et $\sigma_L=2\text{ m}$ qui sont en adéquation avec ceux de l'étude expérimentale.

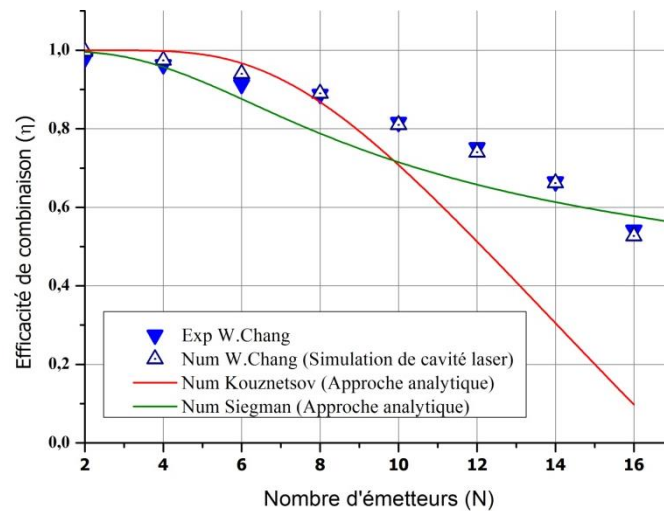


Figure 1-18 : Evolution de l'efficacité de combinaison de deux études analytiques, d'une étude expérimentale et d'une approche numérique en fonction du nombre de lasers couplés.

On remarque qu'avec ces techniques de mise en phase auto-organisée, l'efficacité décroît avec le nombre de lasers couplés. Il n'existe plus de modes communs dans la bande de gain pour lesquels les phases relatives entre faisceaux émis soient nulles. Cette efficacité chute de façon sensible au-delà d'une poignée de lasers pour atteindre 80% avec seulement 10 faisceaux combinés. Les approches analytiques reflètent cette décroissance avec une marge d'erreur qui peut être relativement importante selon les approximations faites. Avec leur approche numérique, Chang *et collaborateurs* ont réussi à modéliser leur architecture laser pour reproduire assez finement cette évolution. Ils ont ainsi obtenu une parfaite correspondance entre la théorie (numérique) et la pratique (expérimentale). L'efficacité décroît de manière quasi linéaire à partir de 8 émetteurs pour chuter à 54% à 16 lasers couplés.

L'augmentation du nombre de cavités couplées s'accompagne donc d'une baisse de l'efficacité de combinaison car les phases relatives entre faisceaux émis ne sont pas nulles, et comme ces relations de phase évoluent au cours du temps (contraintes environnementales sur les fibres optiques), la brillance de la source composite ou la puissance sur l'axe moyen de propagation fluctue. Ces fluctuations de la puissance combinée peuvent être préjudiciables selon les applications visées. Plusieurs études ont été menées mettant en évidence ces fluctuations de puissance combinée comme Chang *et collaborateurs* et Julien Guillot [Guillot, 2011] en complément de leurs mesures d'efficacité de combinaison en fonction du nombre de lasers couplés.

Les points de la courbe d'évolution de l'efficacité de combinaison expérimentale présentée Figure 1-18 sont moyennés dans le temps. En réalité, Chang *et collaborateurs* observent des efficacités de combinaisons fluctuantes et dont les valeurs extrêmes sont tracées sur la Figure 1-19.

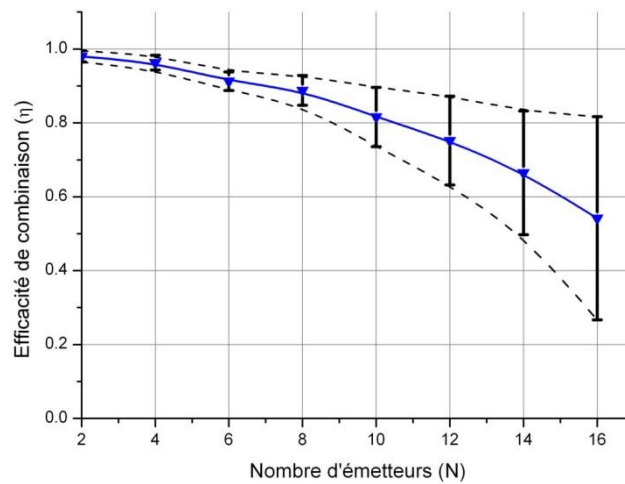


Figure 1-19 : Evolution de l'efficacité de combinaison et fluctuation de la puissance sur la voie commune [Wei-zung Chang, 2010]

Les fluctuations extrêmes de puissance combinée sont de $\pm 16\%$ à 12 émetteurs et $\pm 51\%$ à 16 émetteurs (calculs effectués par rapport à la valeur moyenne de l'efficacité). L'augmentation de ces fluctuations est rapide. Les auteurs expliquent que la loi d'évolution est cubique avec le nombre de lasers impliqués (détermination empirique). Leur modèle est en bon accord avec leurs observations.

Par comparaison on peut ici donner la référence de Moti Friedman *et collaborateurs* [Fridman, et al., 2010] avec 25 cavités lasers couplés où l'efficacité de combinaison fluctuait entre 15 et 50% autour d'une valeur moyenne de 24%.

Résumé sur les limitations des techniques de combinaison cohérente par voie passive :

- Décroissance rapide du nombre de fréquences communes et donc de l'efficacité de combinaison pour un nombre de lasers couplés relativement faible (~ 10).
- Cette chute du nombre de congruences modales induit aussi une sensibilité accrue aux fluctuations parasites de longueurs optiques introduites par l'environnement.
- Il en résulte de fortes variations de la puissance combinée au cours du temps.

Pour quantifier précisément les écarts de phase entre les sous-cavités mis en jeu, il est nécessaire de définir un paramètre que nous utiliserons dans la suite de ce manuscrit et nommerons qualité de cophasage.

III Quantifier la qualité de mise en phase du faisceau émis

III.1 Caractéristiques spatiales d'un réseau de faisceaux gaussiens

Avant de présenter les techniques de combinaison cohérente que nous allons étudier dans le second chapitre, il nous faut au préalable donner les caractéristiques spatiales d'une distribution périodique bidimensionnelle de faisceaux gaussiens parallèles entre eux.

L'objectif dans les réalisations expérimentales de ce manuscrit est de mettre en phase un réseau de faisceaux lasers pour les combiner en champ lointain. Cette distribution périodique de champs en sortie du laser sera par la suite appelée champ proche. En considérant des faisceaux collimatés et sans défauts de pointé, on peut écrire simplement le champ proche comme suit :

$$f(x, y) = g_0(x, y) * \mathbb{I}(x, y) \quad [\text{I-5}]$$

Le symbole * représente ici le produit de convolution avec :

$$g_0(x, y) = \xi_0 e^{-\left(\frac{x^2+y^2}{\omega_0^2}\right)} \quad [\text{I-6}]$$

Et :

$$\mathbb{I}(x, y) = \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^M A_{i,k} \cdot \delta(x - x_i, y - y_k) \cdot e^{-j\varphi_{i,k}} \quad [\text{I-7}]$$

g_0 est une gaussienne d'amplitude ξ_0 de rayon ω_0 (à 1/e en champ) correspondant à une structure transversale de champ unimodale. La fonction $\mathbb{I}(x, y)$ définit les barycentres des gaussiennes formant la matrice bidimensionnelle de faisceaux en champ proche, avec $A_{i,k}$ et $\varphi_{i,k}$ respectivement les amplitudes et phases de ces N (axe x), M (axe y) faisceaux.

La matrice champ proche que nous allons considérer dans ce manuscrit est caractérisée par une périodicité p identique pour les deux axes perpendiculaires x et y . L'écriture de la répartition transversale de champ devient alors :

$$f(x, y) = g_0(x, y) * \sum_{i=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} \sum_{k=-\frac{M}{2}}^{\frac{M}{2}-1} A_{i,k} \cdot \delta\left(x - \left(i + \frac{1}{2}\right) \cdot p, y - \left(k + \frac{1}{2}\right) \cdot p\right) \cdot e^{-j\varphi_{i,k}} \quad [\text{I-8}]$$

Le champ lointain est calculé par la transformée de Fourier du champ proche. En pratique, cette opération est réalisée à l'aide d'une lentille convergente formant un plan dans lequel les faisceaux sont combinés.

$$F(N_x, N_y) = G_0(N_x, N_y) \cdot \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^M A_{i,k} \cdot e^{j2\pi p(i.N_x + k.N_y)} \cdot e^{-j\varphi_{i,k}} \quad [\text{I-9}]$$

Avec :

$$G_0(N_x, N_y) = TF(g_0(x, y)) = \xi_0 \cdot \pi \cdot \omega_0^2 \cdot e^{-\pi^2 \cdot \omega_0^2 \cdot (N_x^2 + N_y^2)} \quad [\text{I-10}]$$

Où N_x et N_y correspondent aux fréquences spatiales associées aux axes du champ lointain x' et y' :

$$N_x = \frac{x'}{\lambda \cdot f} \text{ et } N_y = \frac{y'}{\lambda \cdot f} \quad [\text{I-11}]$$

Lorsque les émetteurs sont en phase ($\varphi_{i,k} = 0$) et d'amplitudes identiques ($A_{i,k} = 1$), l'éclairement observé en champ lointain est alors décrit par la relation I-12 :

$$\mathcal{E}(N_x, N_y) = |F(N_x, N_y)|^2 = G_0^2(N_x, N_y) \cdot \frac{\sin^2(\pi \cdot N \cdot p N_x)}{\sin^2(\pi \cdot p \cdot N_x)} \cdot \frac{\sin^2(\pi \cdot M \cdot p N_y)}{\sin^2(\pi \cdot p \cdot N_y)} \quad [\text{I-12}]$$

Une autre écriture du champ proche peut être donnée, permettant de simplifier la représentation à la fois en champ proche et en champ lointain :

$$f(x, y) = g_0(x, y) * (\text{III}_p(x - p/2) \cdot \text{III}_p(y - p/2) \cdot \text{rect}_{N,p}(x) \cdot \text{rect}_{M,p}(y)) \quad [\text{I-13}]$$

Le champ lointain s'écrit alors :

$$\mathcal{E}(N_x, N_y) = G_0^2(N_x, N_y) \cdot \left[\left(\text{III}_{\frac{1}{p}}(N_x) * \text{sinc}(N_x \cdot N \cdot p) \right) \cdot \left(\text{III}_{\frac{1}{p}}(N_y) * \text{sinc}(y \cdot M \cdot p) \right) \right]^2 \quad [\text{I-14}]$$

La Figure 1-20 représente la répartition de l'éclairement en champ lointain obtenu à partir d'une répartition en champ proche de 16 émetteurs d'amplitudes et de phases identiques, disposés en matrice carrée (4x4) et espacés d'un pas p .

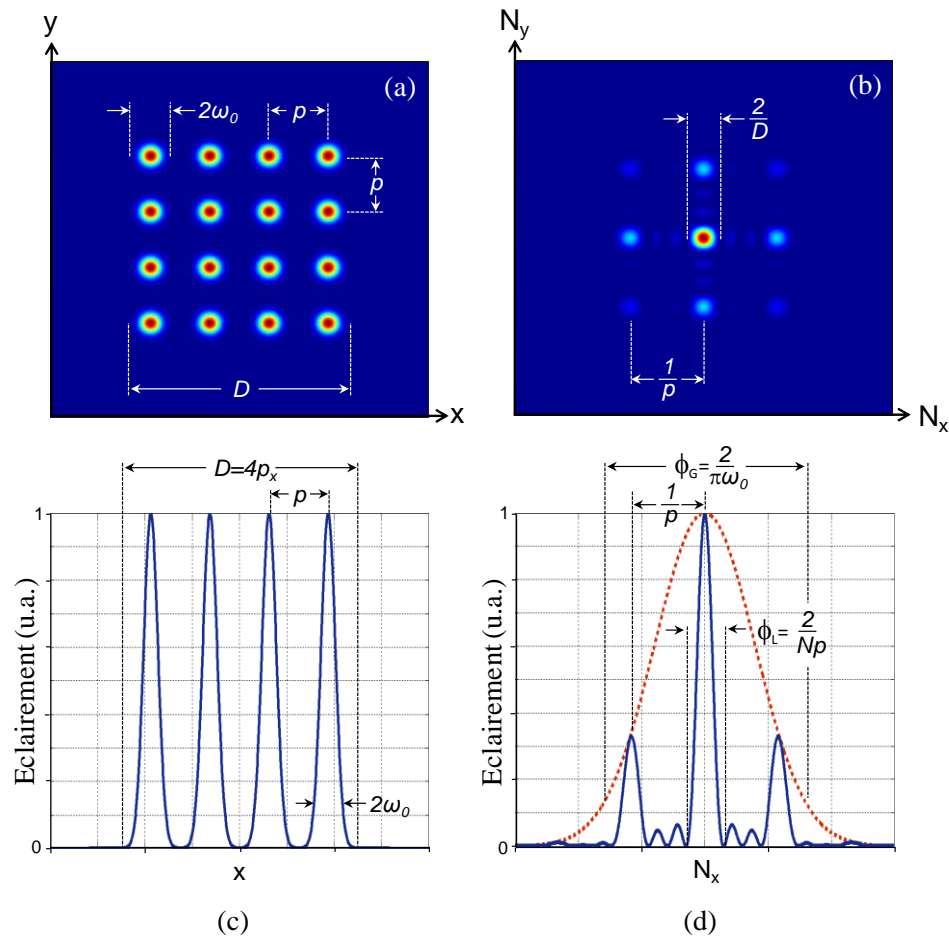


Figure 1-20 : Champ proche (a) et champ lointain (b) d'un arrangement de 16 gaussiennes en phase et profils associés (c) et (d)

Le champ lointain est inscrit dans une enveloppe de largeur Φ_G résultant de la transformée de Fourier d'une des 16 gaussiennes en champ proche. Lorsque les champs combinés sont en phase, le champ lointain présente une structure périodique suivant les axes N_x et N_y , de pas $1/p$. Il est alors possible d'augmenter la brillance par une densification de la pupille en champ proche par exemple par une réduction du pas p .

On définit le taux de remplissage B comme le rapport entre la largeur d'un faisceau élémentaire sur le pas de la structure en champ proche :

$$B = \frac{2\omega_0}{p} \quad [\text{I-15}]$$

Plus le taux de remplissage sera élevé, plus la brillance du faisceau combiné sera importante.

La structure du champ lointain dépend des relations de phase et d'amplitude entre émetteurs. Par exemple, lorsque les champs sont en opposition de phase (ex : $0, \pi, 0, \pi, \dots$), le champ combiné présente un minima sur la fréquence spatiale nulle. La Figure 1-21 illustre cette situation avec un champ proche de 16 faisceaux répartis à l'identique de la Figure 1-20-a. Si les lasers se verrouillent sur

des phases en opposition, il est alors nécessaire d'utiliser un élément d'optique diffractive extra-cavité pour transformer le faisceau combiné en un autre de forte brillance c'est-à-dire présentant un maximum d'éclairement sur l'axe moyen de propagation.

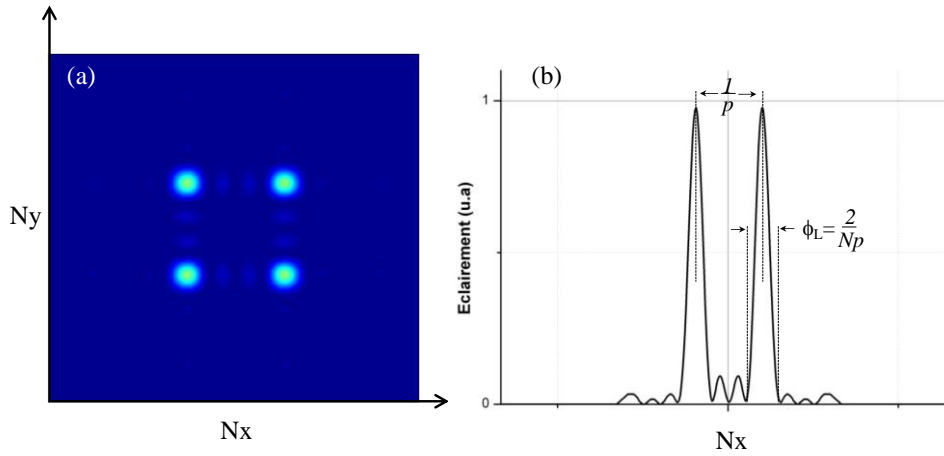


Figure 1-21 : Champ lointain d'un arrangement à 16 faisceaux en opposition de phase (a) et profil associé (b).

III.2 Paramètres pour quantifier la qualité de la mise en phase

Il existe de nombreux paramètres permettant de quantifier l'efficacité de la combinaison cohérente. Certains s'attachent plutôt à caractériser le rendement en puissance du dispositif de mise en phase. Le taux de combinaison par exemple compare la puissance contenue dans le lobe central du champ combiné par rapport à la puissance totale disponible.

$$T_c = \frac{P_{lobe\ central}}{P_{totale}} = \frac{\int_{-\frac{1}{Np}}^{\frac{1}{Np}} \int_{-\frac{1}{Np}}^{\frac{1}{Np}} |F(N_x, N_y)|^2 dN_x \cdot dN_y}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |F(N_x, N_y)|^2 dN_x \cdot dN_y} \quad [I-16]$$

Il est important de noter que ce paramètre dépend du taux de remplissage de la pupille en champ proche (Cf Figure 1-20-d) et ne fournit donc pas une information directe sur la qualité de la mise en phase.

Lorsqu'on s'intéresse au dépôt d'énergie sur une cible de dimensions connues, le MEP (Mak Encircled Power) peut être un critère d'intérêt [Bennai, 2010]. Il donne la puissance contenue dans une zone d'ouverture angulaire donnée par rapport à la puissance totale disponible.

Notre objectif, dans ces travaux de thèse, est d'estimer les bénéfices en termes de qualité de mise en phase d'une architecture laser innovante dédiée à la combinaison cohérente passive. C'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser un paramètre Q nommé qualité de cophasage qui permet de quantifier la mise en phase de lasers sans tenir compte du taux de remplissage ou des dimensions de la

cible. De part la nature exploratoire de cette nouvelle architecture, c'est bien sa capacité au phasage qui nous intéresse dans un premier temps. La qualité de cophasage compare la puissance mesurée \hat{P} sur l'axe optique en champ lointain ($N_x=N_y=0$) à celle obtenue dans un cas idéal où tous les faisceaux seraient parfaitement en phase. Elle est définie comme suit :

$$Q = \frac{\hat{P}_{mesurée}}{\hat{P}_{idéale\ en\ phase}} \quad [I-17]$$

Pour certains cas de figure, pour lesquels la mesure expérimentale du paramètre précédent ne peut être faite qu'au prix de fortes marges d'erreurs (notamment la mesure indirecte du $\hat{P}_{idéale\ en\ phase}$), nous avons procédé à une mesure de contraste C. Cette mesure est facile à réaliser dans le cas d'une figure d'interférence à deux ondes comportant un grand nombre de franges. Ce paramètre est alors décrit littéralement par :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad [I-18]$$

I_{max} et I_{min} étant respectivement les valeurs d'éclairement au centre des franges brillantes et sombres. Quand la figure à analyser est plus complexe que de simples franges à deux ondes on peut décrire le contraste par une formulation plus générale :

$$C = \frac{\sigma}{\langle I \rangle} \quad [I-19]$$

C'est le rapport de la variance de l'intensité sur la moyenne.

L'utilisation de cette dernière formule est plus particulièrement dédiée à la caractérisation d'un champ d'interférences relativement homogène (speckle) et non à nos figures d'interférences. Comme le taux de remplissage élevé des faisceaux en sortie du laser étudié conduit à une figure de diffraction avec peu de lobes de réseau, la figure d'interférence induite est très hétérogène. Aussi, nous avons choisi de calculer une valeur de contraste à partir des intensités minimale et maximale mesurées respectivement au point où se situe théoriquement le premier zéro d'intensité quand on s'écarte de l'axe moyen de propagation et sur l'axe (formule I-18). C'est cette procédure qui a été suivie pour fournir les différentes valeurs de contraste qui apparaissent dans les chapitres suivants.

Conclusion

Dans ce premier chapitre j'ai présenté un état de l'art des architectures étudiées ces dernières années pour la combinaison de faisceaux issus de lasers à fibre optique.

La première partie de ce chapitre a introduit les architectures lasers adaptées aux techniques de combinaison incohérente. Ces techniques simples de part leur principe, présentent un intérêt dans diverses applications, militaires pour la destruction d'ogives situées à plusieurs kilomètres par exemple ou industrielles dans la découpe ou la soudure de métaux. Des puissances combinées phénoménales de 40 kW ont ainsi été démontré en intégrant 4 lasers à fibre commerciaux à un télescope pour superposer sur cible les différents faisceaux émis [Rudolf Protz, 2012]. Toutefois ces techniques ne permettent pas de gagner en luminance. Dans le cas de la combinaison spectrale de faisceau, on obtient cette fois un gain en luminance d'un facteur N mais l'élément combineur supporte alors la totalité de la puissance combinée. Sans compter qu'il est difficile d'obtenir une bonne qualité spatiale des faisceaux émis car la corrélation entre longueur d'onde et angle d'incidence sur l'élément combineur est délicate à assurer.

Les seconde et troisième parties de ce chapitre avaient pour objet les techniques de combinaison cohérente. Ici les faisceaux combinés partagent un même spectre optique et leurs relations de phase doivent être stationnaires dans le temps. Ainsi par divers procédés, actifs ou passifs, il est possible de synchroniser les différentes sources mises en jeu. Dans les versions les mieux adaptées à l'émission de puissance, de multiples faisceaux en parallèle génèrent sur cible en champ lointain, un champ de franges ordonnées avec un lobe principal étroit très énergétique. La puissance sur l'axe moyen de propagation de la source composite croît pratiquement de façon quadratique avec le nombre de sources élémentaires la composant ce qui potentiellement permet de gagner en densité de puissance sur cible par rapport à une superposition incohérente de faisceaux lasers.

Les techniques actives de combinaison cohérente permettent de cophaser un grand nombre de faisceaux lasers, démontré jusqu'à 64 [Bourderionnet, et al., 2011]. Elles utilisent une architecture de type MOPA dans laquelle un oscillateur maître alimente différents bras amplificateurs en parallèle. De nombreuses méthodes ont été exploitées pour mesurer les phases relatives des faisceaux amplifiés ou tout du moins pour générer un signal d'erreur, via une boucle de rétroaction électronique, vers le réseau de modulateurs en amont des amplificateurs. Ces dispositifs de pré-compensation nécessitent une électronique de contrôle souvent lourdes à mettre en œuvre, parfois lente comme celles basées sur des algorithmes itératifs d'optimisation ou coûteuses comme celles utilisant des électro-optiques rapides.

La combinaison cohérente par auto-organisation tire parti de la propriété des lasers à émettre sur les modes, spatiaux et longitudinaux, de moindres pertes. En construisant un laser unique intégrant un jeu d'amplificateurs en parallèle, il est possible de forcer la cavité à émettre un faisceau unique ou un

ensemble de faisceaux, de fréquences identiques et de phases uniformes. Pour cela, différents procédés ont été imaginés, qui tous reviennent à introduire, dans la cavité, des pertes dépendant des relations de phase entre les champs amplifiés.

Cependant, comme nous l'avons vu dans la dernière partie de ce chapitre, les architectures de mise en phase passive ou par auto-organisation, sont limitées en nombre de lasers qui peuvent être efficacement cophasés. Cette perte d'efficacité est liée à la disparition de fréquences de résonance partagées par la totalité des sous-cavités lorsque le nombre de ces dernières dépasse quelques unités. Par voie de conséquence, la stabilité de la puissance combinée s'en trouve dégradée.

J'ai présenté en fin de chapitre les paramètres retenus pour quantifier la qualité de mise en phase des multiples faisceaux lasers émis qui seront utilisés dans la suite de ce manuscrit. Les faisceaux en sortie du laser sont répartis périodiquement selon un agencement de maille carrée. Ils produisent un champ lointain, décrit précédemment, possédant un maximum d'éclairement sur l'axe lorsque le phasage est idéal. La mesure de la qualité de cophasage utilisée dans ces travaux permet de comparer la puissance sur l'axe optique en champ lointain à celle que l'on obtiendrait dans un cas parfait de mise en phase.

La suite de ce manuscrit dédié à la combinaison cohérente passive a pour objectif de décrire une nouvelle architecture laser à amplification parallèle capables de lever le verrou des techniques passives standard de mise en phase par auto-organisation présentées dans ce chapitre.

L'essentiel !

Combinaison incohérente :



- Technologie mature
- 40 kW combinés [Protz et al, 2012]
- Combinaison spectrale : gain en luminance d'un facteur N



- Superposition simple de faisceaux :
Pas de gain en luminance
- Combinaison spectrale :
 - L'élément combineur supporte la totalité de la puissance.
 - Difficulté d'obtenir une bonne qualité spatiale du faisceau combiné.

Combinaison cohérente par voie active :



- Grand nombre de lasers possible à cophaser, record 64 lasers combinés [Bourderionnet et al, 2011]
- Gain en luminance par la cohérence
- Electronique de contrôle des phases onéreuse
- Complexe à mettre en œuvre
- Spectre unique à raie étroite



Combinaison par auto-organisation :



- Système auto-organisé
- Simplicité de mise en œuvre
- Gain en luminance par la cohérence



- Perte d'efficacité de combinaison avec le nombre d'émetteurs
- Fluctuation de la puissance combinée à grand nombre d'émetteurs

Bibliographie

Auroux Sandrine [et al.] Coherence properties of two fiber lasers coupled by mutual injection, OPTICS EXPRESS, 2009.

Azarian Adrian Combinaison cohérente de lasers à fibre, Manuscrit de doctorat, 2012.

Bennai Mise en phase de lasers à fibre : Étude de l'influence de la turbulence atmosphérique et de l'utilisation de fibres faiblement multimodes, Manuscrit de Doctorat, 2010.

Bing He [et al.] High power coherent beam combination from two fiber lasers, OPTICS EXPRESS 2721, 2006.

Bourderionnet Jérôme [et al.] Collective coherent phase combining of 64 fibers, OPTICS EXPRESS, 2011.

Corcoran Christopher J. et Durville Frederic Experimental demonstration of a phase-locked laser array using a self-Fourier cavity, APPLIED PHYSICS LETTERS, 2005.

David Sabourdy [et al.] Efficient coherent combining of widely tunable fiber lasers, OPTICS EXPRESS, 2003.

Flores Angel [et al.] Coherent Beam Combining of Fiber Amplifiers in a kW regime, OSA, 2011.

Fridman Moti [et al.] Passive phase locking of 25 fiber lasers, OPTICS LETTERS, 2010, pp. Vol. 35, No. 9.

Guillot Julien Laser à fibres auto-organisé à faisceaux multiples couplés Manuscrit de Doctorat, 2011.

Kouznetsov Dimitri [et al.] Limits of Coherent Addition of Lasers: Simple Estimate, 2005.

Lhermite J. [et al.] Passive phase locking of an array of four fiber amplifiers by an all-optical feedback loop, OPTICS LETTERS, 2007.

Loftus Thomas H. [et al.] Four-Channel, High Power, Passively Phase Locked Fiber Array, Conference Paper : Advanced Solid-State Photonics, Nara Japan, 2008.

Ludewigta K. [et al.] Overview of the Laser Activities at Rheinmetall Waffe Munition [Conférence], SPIE High-Power Lasers 2012 : Technology and Systems, Baltimore, 2012.

Protz Rudolf [et al.] High-power beam combining - a step to a future laser weapon system [Conférence], SPIE High-Power Lasers 2012 : Technology and Systems, Baltimore, 2012.

Robert S. [et al] Jason Spectrally Beam Combined Fiber Lasers for High Power [Conférence], SPIE High-Power Lasers 2012 : Technology and Systems, 2012.

Ronen Eitan et A. Ishaaya Amiel Phase locking a fiber laser array via diffractive coupling, OPTICS EXPRESS, 2011.

Rothenberg Passive coherent phasing of fiber laser arrays [Conférence], SPIE, 2008.

Sabourdy D. [et al.] Coherent combination of two Nd:YAG lasers in a Vernier–Michelson-type cavity, Appl. Phys. B, 2002.

Shay T.M. [et al.] Selsynchronous and self-referenced coherent beam combination for large optical arrays, IEEE, 2007.

Siegman A. E. Resonant modes of linearly coupled multiple fiber laser structures, Stanford , 2004.

Web Article Skulls in the Stars [En ligne], Skulls in the Stars, 4 Mars 2010, <http://skullsinthestars.com/2010/03/04/rolling-out-the-optical-carpet-the-talbot-effect/>.

Wei-zung Chang [et al.] Array size scalability of passively coherently phased fiber laser arrays, OPTICS EXPRESS, 2010.

Wirth Christian [et al.] High average power spectral beam combining of four fiber amplifiers to 8,2kW, OPTICS LETTERS, 2011.

Yu C. X. [et al.] Coherent Beam Combining of a Large Number of PM Fibers in a 2D Fiberarray, Electronics Letters, 31 Aout 2006.

Yu C. X. [et al.] Coherent combining of a 4 kW, eight-element fiber amplifier array, OPTICS LETTERS, 2011.

Chapitre 2

Technique innovante de mise en phase passive pour la montée en nombre de lasers cophasés

Introduction

Dans le but de dépasser la limitation en nombre de faisceaux à cophaser des techniques passive de mise en phase, présentées dans le premier chapitre, nous avons imaginé une nouvelle architecture laser à multiple bras amplificateurs en parallèle. Le principe de fonctionnement de ce laser et les résultats des premières approches numériques ont été présentés par Julien Guillot dans son mémoire de thèse [Guillot, 2011]. L'idée initiale consiste à tirer parti des non-linéarités résonnantes dans les amplificateurs pour compenser les écarts de phase linéaire entre les différentes voies du laser qui ne sont pas de même longueur. Toutefois, pour que le principe opère et que les changements de phases induits soient complémentaires de ceux existant en régime linéaire, il faut au préalable lier la phase et l'amplitude des champs en amont de chaque amplificateur. Pour ce faire, nous avons imaginé un filtre d'amplitude et de phase permettant de moduler l'intensité des différents faisceaux lasers suivant leur phase respective.

Ce deuxième chapitre est ainsi dédié à la conception d'un laser à amplification parallèle mettant en jeu un système de couplage et de filtrage original pour exploiter les non-linéarités résonnantes dans les amplificateurs à fibre.

Un code numérique simulant la construction de l'effet laser servira à prédire le comportement de la cavité proposée qui sera comparé au fonctionnement des architectures standards sans non linéarité et à rétroaction uniforme.

Pour finir, deux montages expérimentaux seront exploités permettant d'une part, de caractériser les non-linéarités de gain dans les amplificateurs que nous utiliserons pour les expérimentations finales, et d'autre part de dimensionner le système conduisant au verrouillage des phases. Ces réalisations seront comparées à des études numériques pour justifier leur pertinence.

1 Principe de fonctionnement de l'architecture laser à rétroactions multiples utilisant un filtrage à contraste de phase et des non-linéarités résonnantes dans les amplificateurs

1.1 Architecture à rétroactions multiples

Pour mieux appréhender les mécanismes mis en jeu dans cette nouvelle architecture laser nous l'aborderons à l'aide d'un schéma de principe très simplifié. Celui-ci est présenté Figure 2-1.

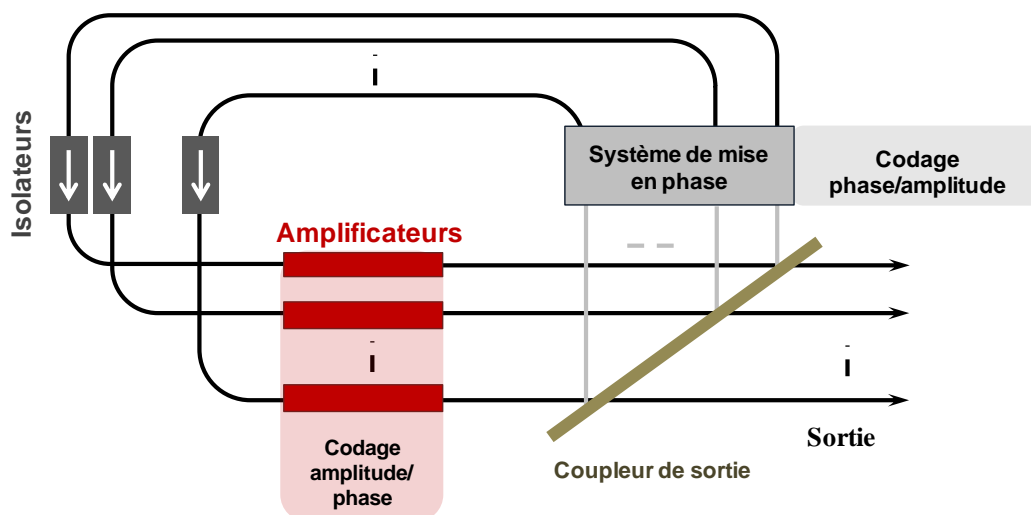


Figure 2-1 : Schéma de principe de l'architecture laser de mise en phase passive à rétroaction multiple

Nous utilisons N cavités lasers en anneau disposées en parallèle pour former la cavité composite. Chaque cavité élémentaire possède un amplificateur laser. Des isolateurs permettent de forcer l'oscillation dans un sens unique. En sortie des amplificateurs (coupleur de sortie) les N faisceaux lasers se propagent en espace libre, parallèles entre eux, pour être émis à travers un coupleur de sortie unique. Le système de mise en phase permet de coupler les différentes sous-cavités mais contribue aussi à forcer l'oscillation de cet ensemble sur un supermode de phase uniforme. A cette étape, c'est un schéma classique d'architecture de mise en phase passive par auto-organisation du spectre optique. La rétroaction peut cependant être propre à chaque bras. Sans le système de mise en phase, les lasers oscillent en parallèle, indépendamment les uns des autres, générant des champs mutuellement incohérents en sortie laser.

Dans cette nouvelle architecture à rétroaction multiple, le système de mise en phase, en plus de coupler les différentes sous-cavités et de minimiser les pertes sur le supermode en phase, applique à l'entrée des milieux à gain, un codage des phases relatives des différents faisceaux sur leurs amplitudes respectives (codage phase/amplitude). C'est un filtre hybride d'amplitude et de phase qui crée une dépendance entre l'intensité du champ laser après filtrage et sa phase avant filtrage. Les non-linéarités résonnantes dans les amplificateurs induisent une modification de la phase en fonction de

l'intensité du signal à amplifier. Elles doivent permettre alors de corriger certains écarts de phase résiduels entre les sous-cavités (codage amplitude/phase). Selon ce principe, la qualité de cophasage et la stabilité du faisceau combiné doivent alors être préservées pour un nombre important d'émetteurs.

Nous avons imaginé une configuration expérimentale permettant de mettre en œuvre ce nouveau procédé et de comparer ses performances le plus simplement possible à celles des architectures de mise en phase passive à rétroaction uniforme. Le dispositif laser à N émetteurs couplés que nous avons expérimenté dans ce travail de thèse est illustré Figure 2-2.

Pour une première approche, je ne présenterai pas en détails tous les éléments optiques utilisés dans cette architecture, ils seront discutés plus tard dans ce chapitre.

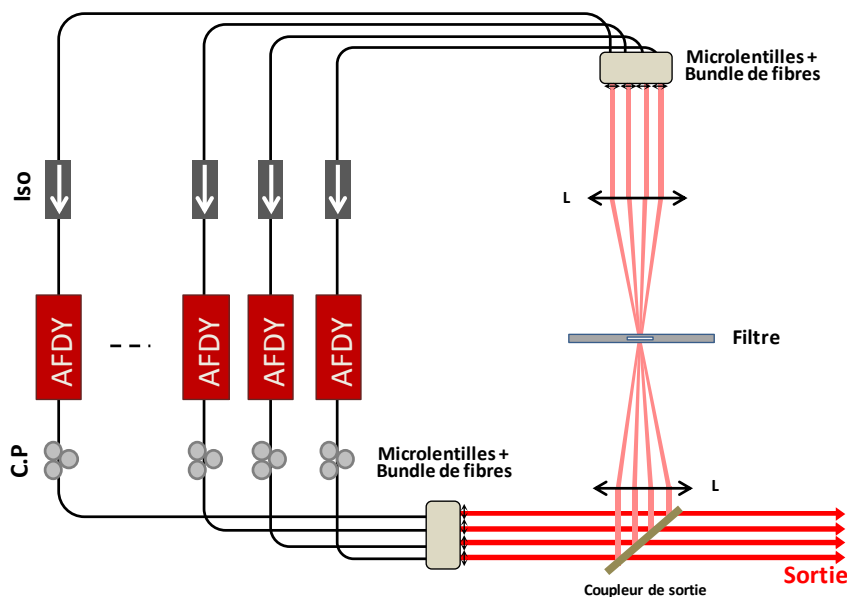


Figure 2-2 : Dispositif expérimental de mise en phase passive à N émetteurs couplés dont le type de rétroaction, uniforme ou multiple, dépend du filtre utilisé, Iso : Isolateurs, C.P : Contrôleur de Polarisation, AFDY : Amplificateur Fibré Dopé Ytterbium, L : Lentille convergente.

Nous retrouvons les cavités lasers disposées en parallèle formées par les isolateurs, le coupleur de sortie, et les amplificateurs fibrés dopés aux ions Ytterbium qui nous ont été fournis par l'entreprise CILAS. Un bundle de fibres associé à une matrice de microlentilles permet de former le champ proche selon un arrangement de faisceaux, compact, à maille carré. Un système afocal constitué d'un couple de lentilles convergentes (L), affiche en son milieu la transformée de Fourier du champ proche. C'est dans ce plan, où tous les faisceaux sont superposés, que nous allons placer différents filtres qui vont introduire les couplages nécessaires à la mise en phase. Il sera aisé et rapide de passer d'une configuration à une autre (rétroaction uniforme ou non) par simple changement du filtre interposé. Une deuxième association matrice de microlentilles / bundle de fibres collecte les champs filtrés pour boucler les cavités élémentaires. Des contrôleurs de polarisation, disposés sur tous les bras de la cavité

composite, permettent d'ajuster les états de polarisation afin qu'ils soient les plus identiques possible à la sortie des différents émetteurs ou encore dans la zone où les rayonnements interfèrent.

Pour étudier l'émission issue de l'architecture de mise en phase passive standard (rétroaction uniforme), le filtre utilisé sera un simple diaphragme qui sélectionnera le rayonnement au voisinage de la fréquence spatiale nulle sur l'axe. Le signal de rétroaction sera alors unique et commun pour tous les émetteurs. Ce diaphragme minimise les pertes pour le supermode en phase dont le maximum de puissance se trouve confiné sur l'axe. Il permet de manière classique, de forcer la cavité à générer des champs combinés en phase. C'est une architecture qui devrait fonctionner de manière similaire à celle étudiée par Jérôme Lhermite et présentée dans la partie II.2.3.3 du Chapitre 1.

Pour étudier l'architecture innovante à rétroaction multiple, nous utiliserons un nouveau filtre d'amplitude et de phase permettant d'effectuer un codage phase/amplitude. La rétroaction n'est donc plus uniforme puisque l'intensité retournée dans chaque bras amplificateur dépend de la phase relative des faisceaux en sortie de chaque amplificateur.

Avant de développer cette nouvelle architecture et de la comparer aux architectures standards, nous devons nous assurer que les différents codages que nous voulons mettre en œuvre, phase/amplitude par le nouveau filtre, ou amplitude/phase par les non-linéarités résonnantes, sont réalisables.

1.2 Le filtrage à contraste de phase

Le codage phase/amplitude est réalisable à l'aide de l'opération dite de contraste de phase inventée par Frederik Zernike dans les années 1930. Il reçut en 1953 le prix Nobel pour cette découverte. En effet, ce procédé, bien connu en microscopie aujourd'hui, permet d'observer des objets de phase pure qui introduisent des retards faibles par rapport à la longueur d'onde, en transformant l'information de phase en information d'intensité. Classiquement en microscopie, une lame de phase est placée au centre d'un système afocal où elle applique une atténuation associée à un déphasage d'un quart de longueur d'onde ($\pi/2$) sur la partie centrale du spectre de fréquences spatiales de l'objet. Ainsi, des modulations d'intensité, dépendantes de la distribution de phase du champ proche initial (objet), vont se créer sur le champ proche filtré (image). On observe alors les écarts de phase brillants sur un fond sombre. L'opération de contraste de phase par l'atténuation des fréquences spatiales élevées est aussi réalisable. Elle nous intéresse tout particulièrement pour des raisons de pertes plus faibles pour une structure de champ uniphase présentant un maximum sur l'axe dans le plan de la lame de phase. La partie centrale du champ lointain est toujours déphasée d'un quart de longueur d'onde, et l'image des défauts de phase, pour reprendre l'exemple de la microscopie, apparaît alors sur un fond brillant.

Dans le cas où l'on considère N sources lasers représentées par les champs E_i , et que l'on veut coder leurs phases relatives sur leurs amplitudes respectives, l'opération de contraste de phase dite sur fond brillant est réalisable avec le dispositif suivant :

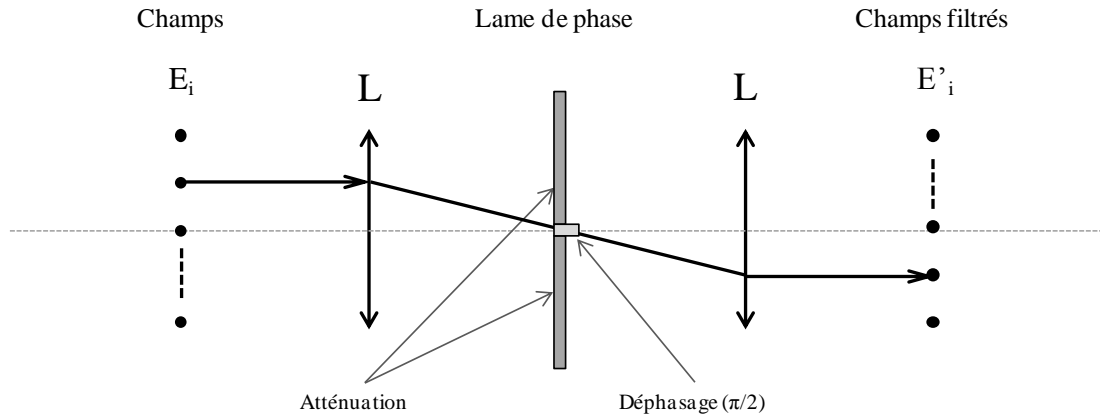


Figure 2-3 : Dispositif utilisé pour appliquer l'opération de contraste de phase sur des champs lasers E_i

En considérant que les distributions objet et image sont constituées d'une somme de champs discrets, et en négligeant la diffraction de la lame de phase, on peut écrire les champs images filtrés E'_i sous la forme :

$$E'_{i \text{ filtrés}} = \beta \left(E_i - \frac{1}{N} E_{axe} \right) + e^{j\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{1}{N} E_{axe} \quad [\text{II-1}]$$

β , compris entre 0 et 1 représente la transmission en champ du filtre pour des fréquences spatiales élevées. La fonction $e^{j\frac{\pi}{2}}$ caractérise le déphasage appliqué par la partie centrale de la lame de phase. Pour des champs objets discrets, le champ, sur l'axe optique dans le plan de la lame, s'écrit :

$$E_{axe} = \sum_{i=1}^N E_i \quad [\text{II-2}]$$

L'expression II-1 traduit bien le fait qu'il y a couplage de chaque émetteur vers tous les autres au travers de E_{axe} . Cependant dans la majorité des configurations de lasers couplés avec rétroaction multiple le terme de couplage est réel, alors que dans le cas présent il est complexe. On peut exprimer l'intensité des rayonnements filtrés sous la forme :

$$|E'_i|^2 = \beta^2 \cdot |E_i|^2 + \frac{2 \cdot \beta}{N} \cdot |E_i| \cdot |E_{axe}| \cdot (\sin(\psi_i) - \beta \cdot \cos(\psi_i)) + \frac{(1 + \beta^2)}{N^2} |E_{axe}|^2 \quad [\text{II-3}]$$

où ψ_i représente l'écart entre la phase de l'émetteur i et la phase globale du champ E_{axe} . En supposant que les champs sont normalisés à 1 et dans l'hypothèse de déphasages faibles, l'expression ci-dessus devient :

$$|E'_i|^2 = 1 + 2\beta \cdot \psi_i + \beta^2 \cdot \psi_i^2 \quad [\text{II-4}]$$

Ce qui établit bien une relation entre l'intensité filtrée et l'écart à la phase globale qui, en approximation à l'ordre le plus bas, est linéaire. Pour des déphasages quelconques, la correspondance n'est unique que sur 50% du domaine $[-\pi ; +\pi]$, la transcription n'est donc pas absolument parfaite pour les fortes valeurs de ψ_i .

Afin d'illustrer le codage en utilisant le contraste de phase sur fond brillant, j'ai calculé, pour un jeu de phases arbitraires et des amplitudes de champ E_i identiques, les champs après filtrage en utilisant l'équation [II-1] présentée ci-dessus. Dans ce calcul, la transmission β^2 est donnée en intensité. La Figure 2-4 présente le codage phase/amplitude effectué pour différentes valeurs de β^2 .

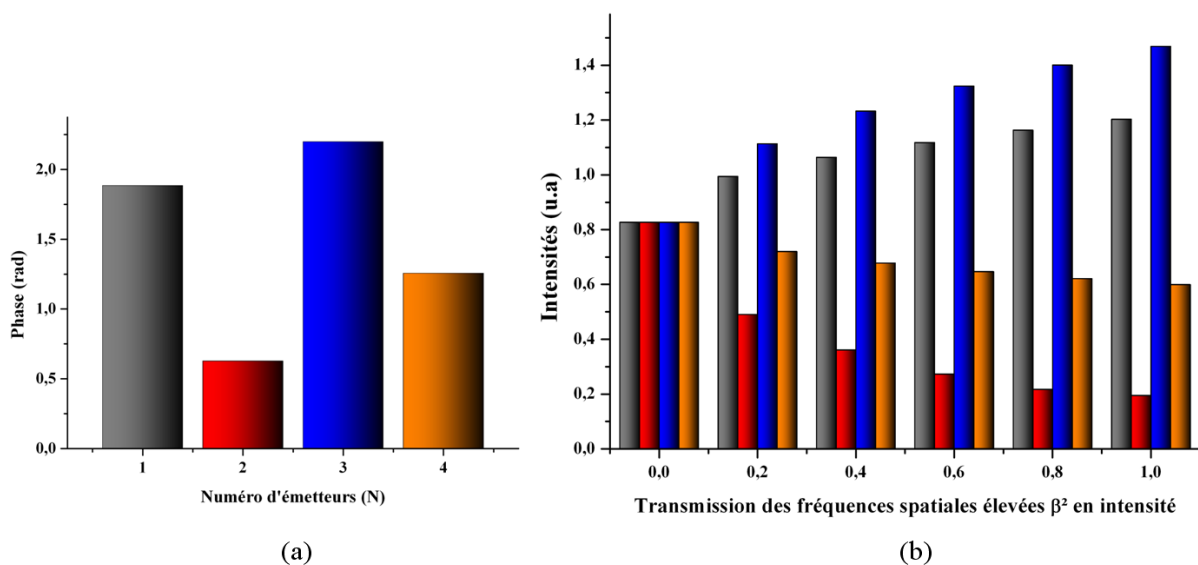


Figure 2-4 : Exemple de codage phase/amplitude a) jeu de phases pour un exemple à 4 faisceaux lasers, b) codage phase/amplitude en fonction de la transmission β^2 du filtre.

Avant tout, il est intéressant de noter que dans le cas particulier où la transmission β^2 est nulle (correspondant à un filtre d'amplitude pure de type diaphragme), le codage n'est pas effectué et les amplitudes des champs filtrés sont égales, d'où le terme choisi de rétroaction uniforme dans le cas où l'architecture laser intègre un diaphragme comme élément filtrant. On remarque ensuite qu'il y a effectivement un codage des phases sur les amplitudes des champs pour $\beta^2 > 0$. La réponse du filtre est non linéaire avec une modulation d'amplitude plus contrastée pour les valeurs de β^2 élevée.

En résumé, le codage direct des relations de phases sur les amplitudes des champs lasers est possible et ceci en utilisant une lame de phase présentant un déphasage de $\pi/2$ sur la fréquence spatiale nulle, et une atténuation (préférentiellement forte) sur les fréquences spatiales élevées pour exacerber ce codage.

Nous utiliserons par la suite le terme d'architecture à contraste de phase pour discuter de l'architecture à rétroaction multiple.

1.3 Les non-linéarités de gain mises en jeu

Dans la seconde opération de codage, nous voulons mettre à contribution, en complément du contraste de phase, des non-linéarités de gain pour lesquelles la phase est dépendante de l'intensité incidente (codage amplitude/phase). Or dans le milieu amplificateur qui constitue un milieu résonant, les relations de Kramers-Kronig lient la partie réelle et la partie imaginaire de la susceptibilité d'ordre 1 (χ) par la relation [II-5] :

$$\chi'(\omega) = \pi^{-1} \int \frac{\chi''(\omega_1)}{\omega_1 - \omega} d\omega_1 \quad [\text{II-5}]$$

Où :

$$\chi = \chi' - j\chi'' \quad [\text{II-6}]$$

j est l'imaginaire pur, $j^2 = -1$.

Il existe alors une dépendance de l'indice du milieu (plus précisément de la variation d'indice Δn) :

$$\Delta n = \Gamma_s \frac{1}{2nL} \int_0^L \chi'(z) dz \quad [\text{II-7}]$$

Γ_s : Facteur de recouvrement entre le profil du faisceau laser et le milieu à gain

L : Longueur de la fibre amplificatrice

n : indice du milieu

au gain intégré en puissance G_p sur la longueur L :

$$G_p = \exp\left(-\Gamma_s \frac{\omega}{nc} \int_0^L \chi''(z) dz\right) \quad [\text{II-8}]$$

Cet effet introduit donc un couplage entre le gain et la phase apportés par la traversée d'un amplificateur laser. Le paramètre associé $\alpha = \frac{\chi'}{\chi''}$ est connu sous le terme de linewidth enhancement factor ou de facteur de Henry ou encore facteur de Petermann. Il est presque systématiquement pris en compte dans les lasers à semi-conducteur où l'effet est prononcé. En revanche, dans les lasers à base de cristaux dopés ou de fibres dopées, il est généralement négligé. A titre d'exemple, j'ai reproduit

Figure 2-5 les parties réelles et imaginaires de la susceptibilité diélectrique d'une fibre dopée aux ions Ytterbium calculées à partir des sections efficaces d'absorption et d'émission et en utilisant les relations [II-9] et [II-10]. Elles sont extraites de l'article présenté par Christopher J. Corcoran *et collaborateurs* [Christopher J. Corcoran, 2008].

$$\chi''(\omega) = \left(-\frac{nc}{\omega}\right) \cdot (N_2 \cdot \sigma_e(\omega) - N_1 \cdot \sigma_a(\omega)) \quad [\text{II-9}]$$

Où :

N_2 et N_1 représentent respectivement le nombre d'ions par unité de volume sur les états haut et bas de la transition laser

σ_e et σ_a : sections efficaces d'émission et d'absorption

n : indice du milieu

c : vitesse de la lumière dans le vide

et

$$\chi'(\omega) = \chi''(\omega) \frac{\omega_1 - \omega}{\Delta\omega} \quad [\text{II-10}]$$

J'ai représenté dans cet exemple $-\chi''$ pour observer l'allure du gain conjointement à l'allure du déphasage (χ') autour de la résonance, où l'effet est le plus significatif.

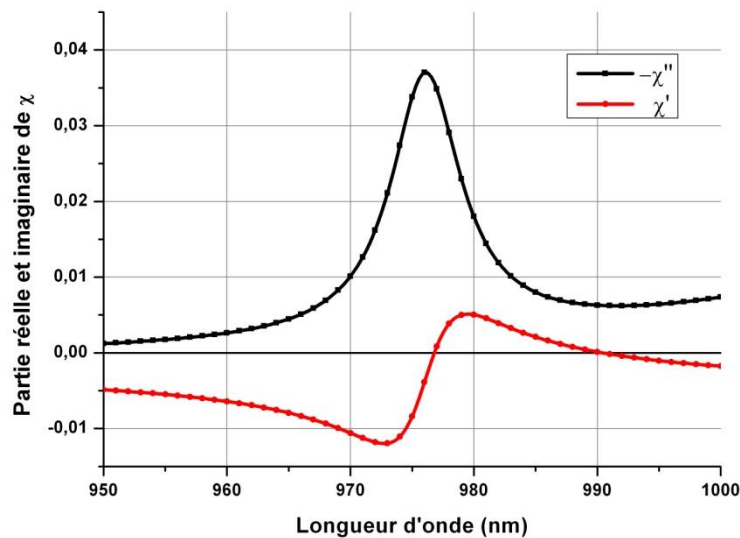


Figure 2-5 : Evolution de χ' et de χ'' autour de la résonance dans le cas de l'ion Ytterbium

Par ailleurs, il est bien connu que le gain d'émission stimulée lié à l'inversion de population évolue avec le niveau de pompage mais aussi avec l'intensité du signal incident. Sous sa forme la plus simple, le gain saturé est décrit par la relation :

$$g = g_0 \cdot \frac{1}{1 + \frac{I}{I_{sat}}} \quad [\text{II-11}]$$

dans laquelle g_0 représente le gain petit signal, I l'intensité de l'onde signal incidente et I_{sat} l'intensité de saturation définie pour un système à 4 niveaux d'énergie par $I_{sat} = \frac{h\nu}{\sigma\tau}$ (h constante de Planck, ν la fréquence de l'onde laser, σ section efficace d'émission stimulée et τ la durée de vie du niveau excité). Ainsi le gain dépend du niveau d'entrée de l'amplificateur et la phase du signal amplifié dépend du gain. Par ce biais, il est donc envisageable de récupérer un signal amplifié dont la phase évolue avec l'intensité incidente.

Christopher J. Corcoran *et collaborateurs* [Christopher J. Corcoran, 2008] expriment la phase non-linéaire accumulée sur une longueur L comme une fonction de la contribution résonnante :

$$\varphi_{NL} = kL\Delta n \quad [\text{II-12}]$$

C'est l'évolution de l'indice du milieu qui va induire une modification de la phase. En utilisant les équations [II-7], [II-8], [II-12] et $\alpha = \frac{\chi'}{\chi''}$, on obtient :

$$\varphi_{NL} = \frac{\alpha \ln(G_p)}{2} = \alpha \ln(G) = \alpha gL \quad [\text{II-13}]$$

Avec :

G : gain en amplitude intégré sur la longueur L ($G = e^{gL}$)

En ce qui concerne les fibres dopées ytterbium, Corcoran *et collaborateurs* [Christopher J. Corcoran, 2008] ont calculés des valeurs de α autour de 1 pour une longueur d'onde de 1085nm, proche du maximum de gain des amplificateurs CILAS à notre disposition (Figure 2-6).

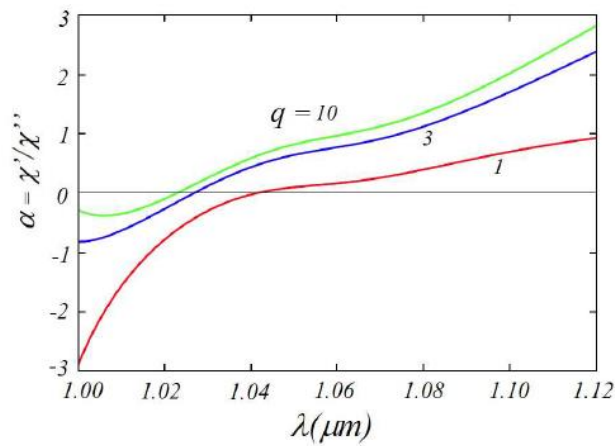


Figure 2-6 : Evolution du coefficient non-linéaire α pour différents niveaux de pompage (q =nombre d'ions par unité de volume à l'état haut/ nombre d'ions par unité de volume à l'état bas) sur une plage de 120 nm pour des amplificateurs dopés aux ions Yb [Christopher J. Corcoran, 2008]

Nous avons choisi cette valeur du coefficient non-linéaire pour l'étude numérique préliminaire du laser à contraste de phase qui sera présentée dans la suite de ce chapitre.

II Etude linéaire de la cavité à contraste de phase et modélisation numérique pour l'étude du régime laser

Avant toute réalisation expérimentale de la nouvelle architecture laser à contraste de phase, il est important d'anticiper son fonctionnement par des modèles analytique ou numérique.

Le modèle initial considère une cavité froide sans amplification et donc sans non-linéarité associées. Elle est décrite dans la partie II.1. Cette étude est nécessaire mais possède toutefois ses limites comme nous le verrons, c'est pourquoi les détails des différents calculs ne sont pas donnés dans cette partie. Ils seront détaillés partie II.2 du Chapitre 2 lors de la modélisation numérique de la cavité laser.

II.1 Etude linéaire de la cavité à contraste de phase

Dans un premier temps, on peut ignorer le couplage amplitude phase dans le mécanisme d'amplification et considérer simplement que la dynamique du laser (saturation du gain et compétition de mode) va sélectionner le mode avec les pertes minimales. Ainsi, dans cette hypothèse, on pourra déterminer le rayonnement laser qui va s'établir à partir des propriétés linéaires de la cavité. Ces dernières sont calculées par une approche matricielle bien adaptée à un ensemble de voies couplées. Les valeurs propres (VP) de la matrice décrivant le laser traduisent le niveau de transmission (les pertes) de chacun des modes propres de la structure.

On établit la matrice générale qui représente l'évolution des champs issus de chaque voie fibrée sur un tour de cavité. Cette matrice globale se décompose en une matrice de propagation dans les fibres et une matrice de couplages dus au filtrage spatial en champ lointain. Les positions des champs sont repérées dans celle-ci par les entiers $[i, j]$.

En préambule, il a été vérifié que les modules de filtrage seuls (par diaphragme ou contraste de phase CDP) avaient des modes propres associés à la plus forte valeur propre qui étaient uniphases, avec une distribution régulière d'intensité (enveloppe quasi gaussienne centrée, cf Figure 2-7). Les VP les plus élevées valaient de $\sim 0,3$ à $\sim 0,5$ au plus. Les paramètres choisis pour le filtre CDP étaient : largeur de la zone déphasante égale à 0,7 fois la largeur théorique du lobe central de la figure de diffraction (idem pour le diaphragme) et transmission en intensité (β^2) des parties périphériques à la partie centrale égale à 10%.

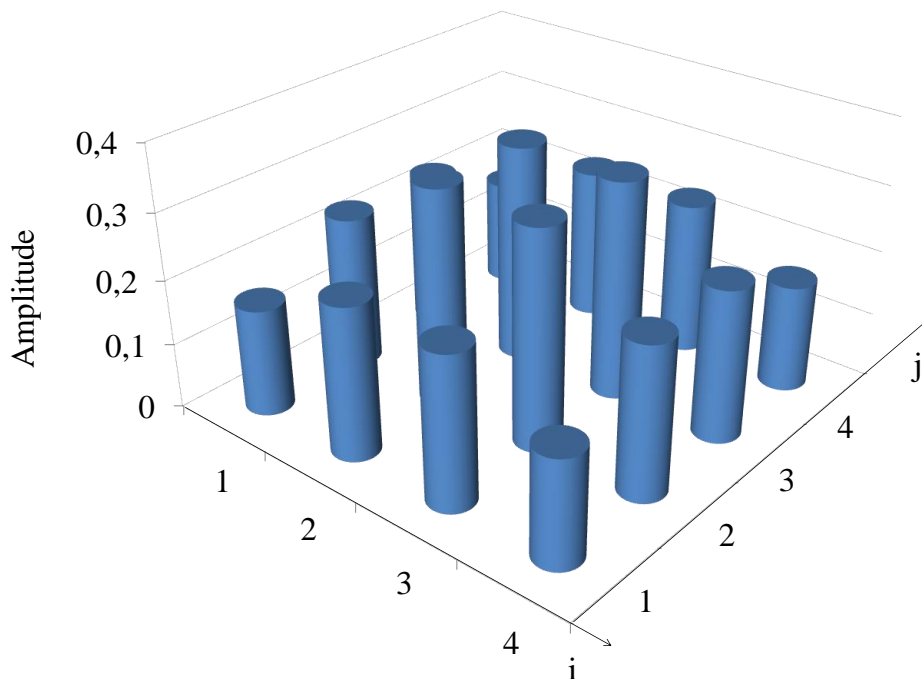


Figure 2-7 : Mode propre de plus forte VP pour la matrice de couplage seule (4x4)

Ensuite on a calculé les valeurs propres (VP) et vecteurs propres de la matrice globale. Il y a bien sur autant de VP et de vecteurs propres que de bras laser. Les jeux de longueurs de fibre sont tirés aléatoirement dans le domaine de paramètres suivants : $L_i = 10\text{m} \pm 1\text{m}$.

Pour une fréquence donnée, avec le diaphragme, les VP varient fortement (de 0 à 0,1) et c'est la première VP qui a la valeur la plus élevée. Avec le CDP les VP se distinguent peu les unes des autres (0,5 à 10%). Les VP sont cependant plus élevées qu'avec le diaphragme (exemple $\sim 0,3$ avec le CDP et $\sim 0,1$ au maximum avec le diaphragme pour 16 lasers) ce qui indique que les pertes associées

($1-VP^2$) sont plus faibles dans le premier cas que dans le second, mais que la discrimination modale est plus faible.

Dans un deuxième temps on regarde comment évolue la plus forte VP avec la fréquence (sur 0,5 nm de bande) pour avoir une sorte de fonction de transfert pour le mode privilégié par la cavité pour les architectures à rétroaction uniforme (Figure 2-8) et à contraste de phase (Figure 2-9). On relève que les fluctuations sont plus lentes et plus prononcées avec le diaphragme (de 0,1 à 0,6) qu'avec le CDP (2 à 10%) quel que soit le tirage de jeu de longueurs de fibre. Il y a également plus de fréquences avec une VP élevée avec le CDP. Ceci pourrait conduire à l'oscillation d'un plus grand nombre de raies laser dans cette dernière configuration. Pour un même nombre de lasers, les plus fortes VP restent plus élevées avec le CDP (0,8-0,9) qu'avec le diaphragme (0,6-0,7). Cela indique que les pertes intracavité seront donc plus faibles avec le CDP car de plus la transmission du filtre seul est plus grande.

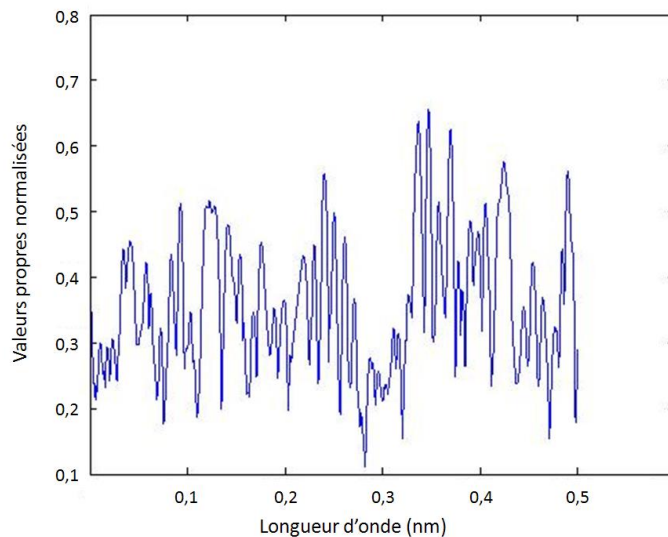


Figure 2-8 : Exemple de VPmax en fonction de la longueur d'onde pour une cavité avec couplage par diaphragme et rétroaction uniforme. Ces valeurs ont été normalisées à la VPmax du module de couplage seul

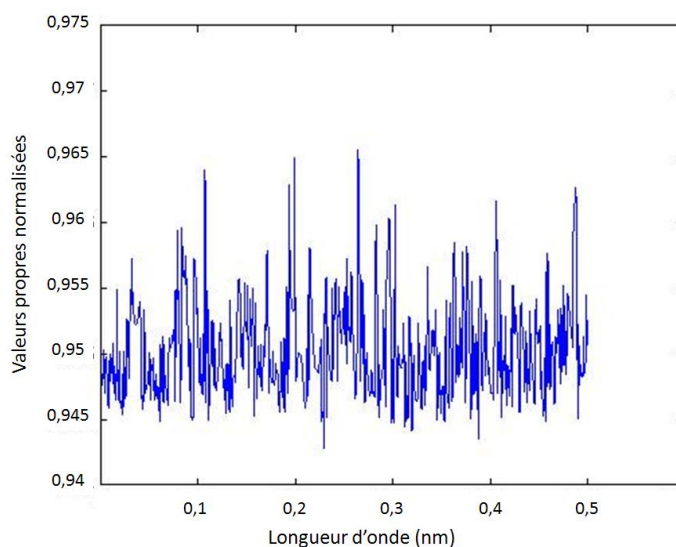


Figure 2-9 : Exemple de VPmax en fonction de la longueur d'onde pour une cavité à contraste de phase. Ces valeurs ont été normalisées à la VPmax du module de couplage seul. Le jeu de longueur de fibre est identique à celui de la Figure 2-8

On note que les plus fortes VP sont légèrement plus élevées dans un arrangement de faisceau matriciel plutôt qu'en ligne (~+10%) pour un même nombre total de lasers.

On peut s'appuyer sur les résultats précédents pour déterminer la longueur d'onde qui sera sélectionnée par le laser sur le domaine spectral exploré, ce sera celle qui affiche la plus forte VP. On en déduit ensuite le mode propre associé.

Dans le cas d'une rétroaction uniforme, avec le diaphragme, on trouve pour la distribution laser une distribution régulière d'amplitude, d'enveloppe quasi gaussienne (en géométrie ligne ou matrice). Cependant son centre de gravité n'est plus confondu avec le centre géométrique et il fluctue lorsqu'on change de jeu de longueurs de fibre (cf exemple de laser 4x4 Figure 2-10).

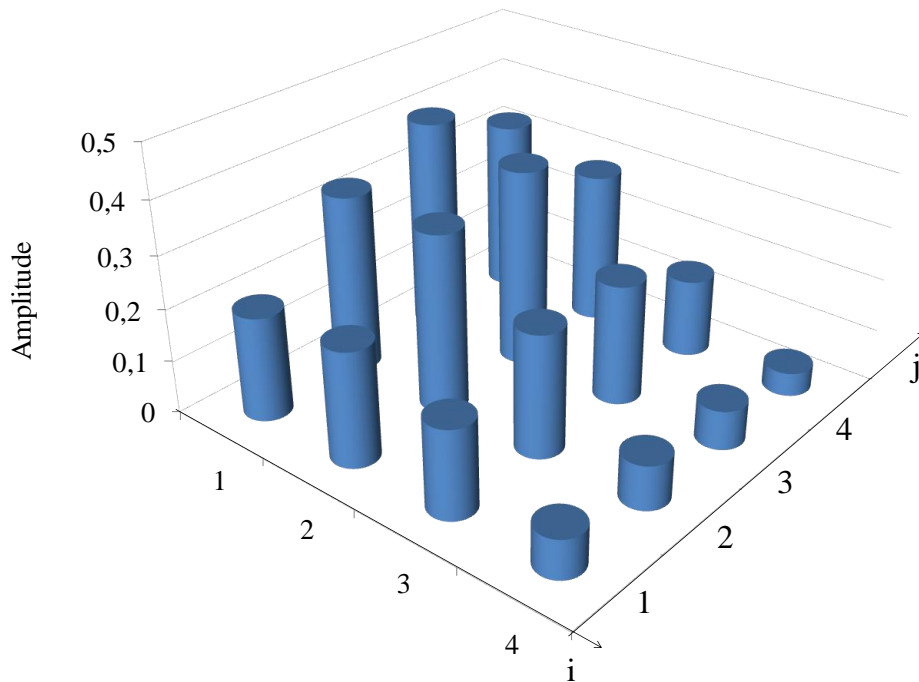


Figure 2-10 : Exemple de Mode propre de la cavité à rétroaction uniforme (module du champ) pour un couplage par diaphragmation (4x4). Efficacité de co-phasage ~38% (VP=0,65)

Avec un couplage par contraste de phase, on obtient comme mode laser une distribution très irrégulière d'amplitude (en géométrie ligne ou matrice) et qui fluctue lorsqu'on change de jeu de longueurs de fibre (cf exemple Figure 2-11).

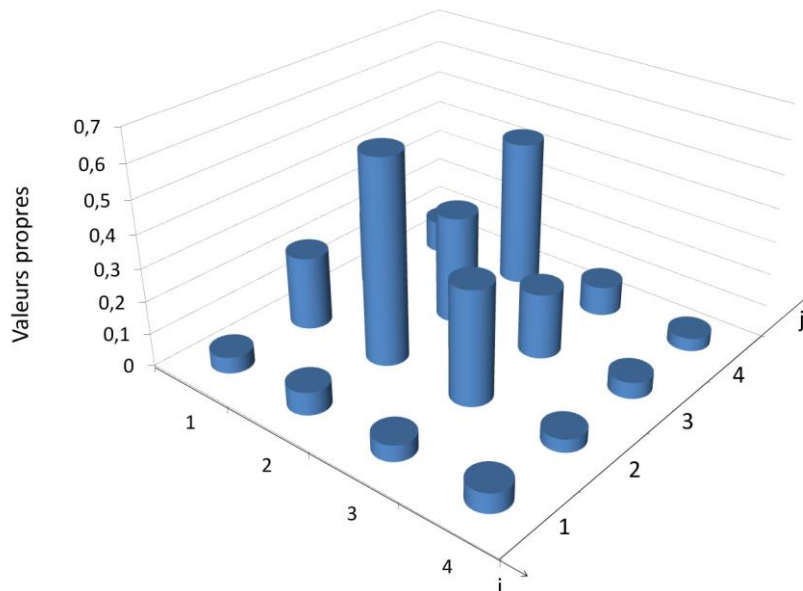


Figure 2-11 : Exemple de Mode propre de la cavité à contraste de phase (module du champ) (4x4). Efficacité de combinaison ~70 % (VP=0,97)

Le profil de ces modes propres va conduire à prendre avec réserve l'étude comparative qui a été conduite sur l'efficacité de combinaison. Par ailleurs les profils irréguliers calculés ne correspondent pas aux distributions observées en pratique. Le modèle linéaire et monochromatique montre ici ses limites.

La synchronisation en phase des émetteurs a été analysée en fonction du nombre d'éléments dans le réseau de lasers, de sa géométrie et du type de couplage. Pour la quantifier nous avons utilisé comme paramètre de mesure le rapport entre le module carré de la somme cohérente des champs élémentaires et le module carré de la somme de leurs modules individuels. C'est la définition de la qualité de cophasage. Afin de lisser l'impact d'un jeu particulier de longueurs un moyennage sur au moins 20 tirages a été fait pour chaque cas. C'est le mode propre de plus forte VP sur le domaine spectral exploré qui a été retenu pour la mesure. Les résultats des calculs sont illustrés sur la Figure 2-12. Ils montrent que, pour un nombre donné de sources, la disposition en matrice est toujours plus favorable que la disposition en ligne, la différence étant plus marquée pour la cavité à contraste de phase. Le couplage par CDP conduit à une qualité de cophasage toujours supérieure à celle obtenue avec un couplage par diaphragmation. Pour les grands nombres, la qualité de cophasage obtenue pour l'architecture à rétroaction uniforme est très proche de l'évolution en $(1/N) \cdot \ln\left(\frac{\Delta\lambda \cdot \sigma_L}{0,26 \cdot \lambda^2}\right)$, comme prévu par Rothenberg.

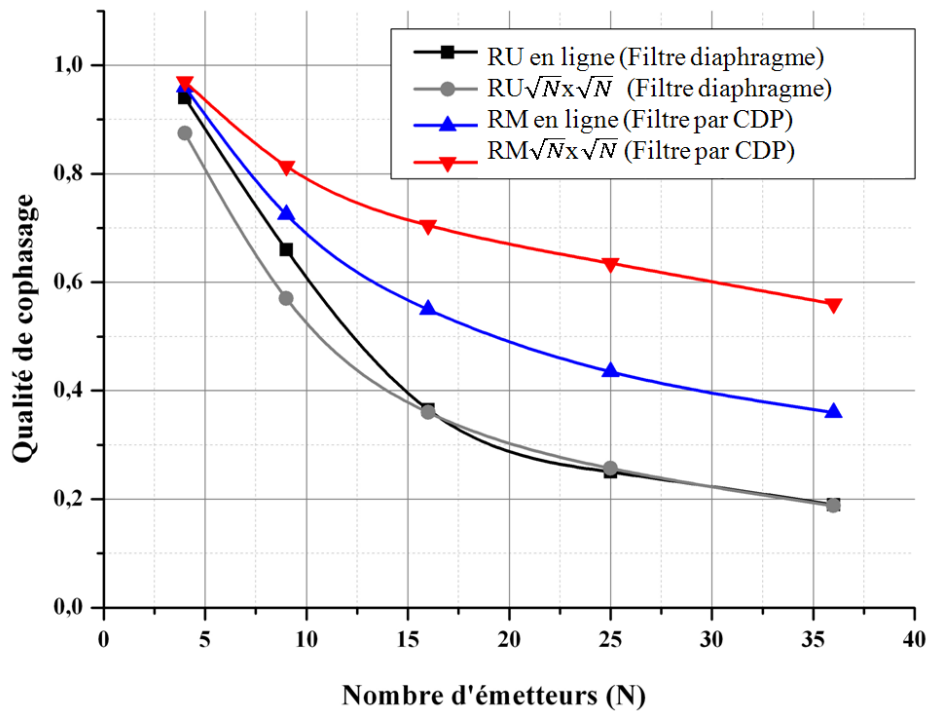


Figure 2-12 : Evolution de la qualité de cophasage en fonction du nombre de lasers élémentaire et suivant la géométrie (en ligne ou matricielle) de même que suivant le type de couplage (par diaphragmation, RU : Rétroaction Uniforme ou CDP, RM : Rétroaction Multiple).

Comme cela a été écrit plus haut, ce modèle à base de cavités couplées passives, ne rend compte que très imparfaitement du fonctionnement réel du laser. Il apporte malgré tout un éclairage utile sur les filtres, leurs modes propres et leurs pertes mais il ne peut pas être retenu comme outil prédictif. La modélisation numérique du laser, à partir des équations d'évolution des champs et des gains, de même que l'expérience montreront des observations souvent en contradiction avec les prédictions de ce modèle. Il a donc été abandonné.

II.2 Modélisation numérique de laser avec l'architecture à contraste de phase

Un modèle numérique de cavité laser composite (avec prise en compte du gain) avait été développé par Julien Guillot et présenté dans le chapitre 3 de son manuscrit. Pour ma part, j'ai repris ce code dans sa totalité et essayé de m'approcher un peu plus du mode de fonctionnement réel du laser. Ce code de calcul polychromatique suit la construction de l'effet laser dans la cavité au travers d'une approche itérative qui démarre sur un bruit blanc simulant l'émission spontanée. A chaque itération, on applique l'opération de contraste de phase à laquelle j'ai ajouté les effets diffractifs apportés par le filtre. Le code considère le gain disponible et ses non-linéarités associées dans les fibres amplificatrices de même que les longueurs optiques distinctes de chacune des fibres. Une fois le régime stationnaire atteint (en puissance), on récupère les données sur les champs complexes de sortie.

Nous allons voir dans la partie II.2.1 comment sont réalisées les différentes opérations sur une itération avant de présenter les résultats et comparer les architectures à contraste de phase et rétroaction uniforme.

II.2.1 Organigramme du code de calcul utilisé

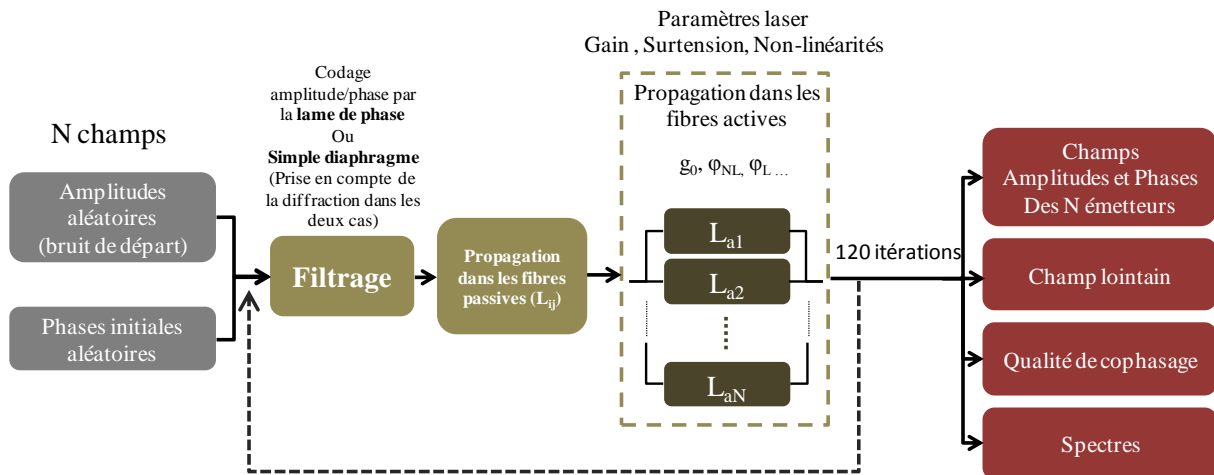


Figure 2-13 : Organigramme du code de calcul utilisé pour simuler l'effet laser des architectures à contraste de phase et à rétroaction uniforme, L_{ij} : longueurs variables des fibres passives, φ_L : déphasage linéaire total, φ_{NL} : déphasage non-linéaire, L_a : Longueur des fibres amplificatrices

L'arrangement de faisceaux en champ proche est considéré à maille carrée, de pas p , avec le même nombre de faisceaux suivant les deux directions (cf Figure 2-14). Ces faisceaux sont repérés par les indices i (ligne) et j (colonne), chacun variant de 1 à \sqrt{N} pour un nombre total de voies lasers de N .

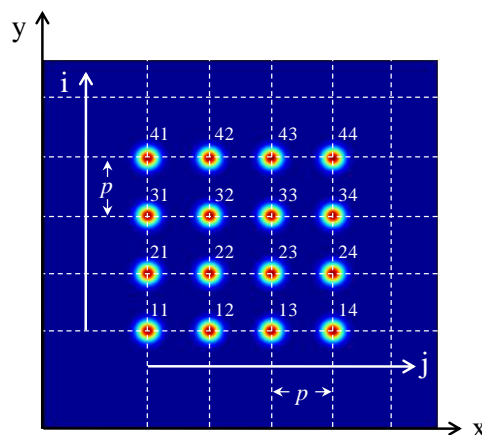


Figure 2-14 : Arrangement des faisceaux en champ proche selon une matrice 2D et position des faisceaux suivant le numéro de la ligne i et de la colonne j .

La Figure 2-15 repère les différents plans utiles pour la présentation du code de calcul.

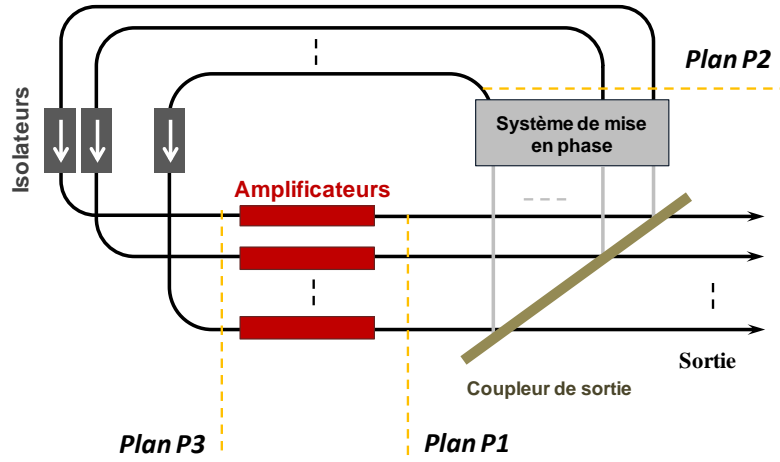


Figure 2-15 : Dispositif expérimental de mise en phase passive à N émetteurs couplés dont le type, à contraste de phase ou à rétroaction uniforme, dépend du filtre utilisé.

Initialement les champs en sortie du réseau d'amplificateurs (plan P1 sur la Figure 2-15) sont choisis avec des amplitudes et des phases aléatoires. Nous simulons ainsi le bruit d'émission spontanée dans les différents bras laser. Les champs initiaux sont définis comme suit :

$$E_{ij}^0 = A_{ij} e^{j\varphi_{ij}} \quad [\text{II-14}]$$

A_{ij} : amplitudes aléatoires des champs initiaux ($< \sqrt{\frac{I_{sat}}{100}}$), φ_{ij} : phases initiales des champs tirées aléatoirement.

Dans l'écriture de ces champs, nous ne considérons que leurs amplitudes A_{ij} et leurs phases φ_{ij} . Tous les faisceaux élémentaires ayant la même structure transversale gaussienne, donnée dans la pratique par la propagation dans les fibres optiques de la cavité, l'extension transverse n'influe pas sur l'établissement des relations d'amplitude et de phase entre les faisceaux.

Ces champs sont ensuite réfléchis par le coupleur de sortie laser (paramètre de surtension) :

$$E_{ij} = \sqrt{R} E_{ij}^0 \quad [\text{II-15}]$$

R : Coefficient de réflexion en intensité du coupleur de sortie compris entre 0 et 1.

La fonction de filtrage est simulée avec prise en compte des effets diffractifs. Lorsque les faisceaux sont en phase, le lobe central de la figure de diffraction, possède une dimension ϕ_L identique suivant les deux axes x et y du repère cartésien : $\phi_L = \frac{2\lambda_0 F}{\sqrt{N}p}$ où F est la distance focale des lentilles utilisées dans le système afocal et λ_0 la longueur d'onde centrale du spectre laser (1085 nm). La zone

déphasante du filtre, de section carré, possède une largeur a . On appellera γ la fraction du lobe central de la figure de diffraction à laquelle on applique le déphasage de $\pi/2$:

$$\gamma = \frac{a}{2\lambda_0 F / (\sqrt{N} \cdot p)} \quad [\text{II-16}]$$

La transmission (en intensité) du filtre sur les fréquences spatiales élevées, c'est-à-dire en dehors de la zone de largeur a , est égale à β^2 . La Figure 2-16 présente les parties atténuées et déphasées du champ lointain par la lame de phase. La transmission de la partie centrale du filtre n'est pas maximale (=96%) en raison de la réflexion de Fresnel sur la face avant de la lame de phase, la face arrière étant traitée antireflet.

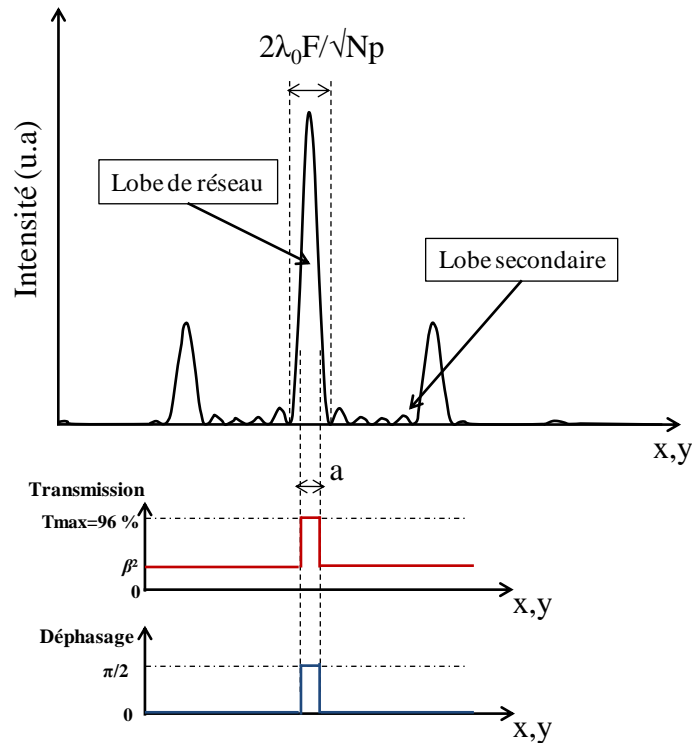


Figure 2-16 : Fonction de transparence (intensité et phase) appliquée par la lame de phase

La fonction de filtrage, appliquée par la lame de phase, produit dans le plan P2 des champs d'amplitude complexe $S_{i,j}$, calculés à partir des champs dans le plan P1, d'amplitude complexe $E_{i,j}$. Le calcul diffractif détaillé dans l'annexe de ce manuscrit donne :

$$S_{i,j} = \beta E_{i,j} + \frac{1}{N} \cdot \left(\frac{2\gamma w}{p} \right)^2 \cdot \left(e^{j\frac{\pi}{2}} - \beta \right) \cdot \sum_{u=1}^{\sqrt{N}} \sum_{v=1}^{\sqrt{N}} E_{u,v} \cdot \text{sinc} \left(\frac{(i-u)2\gamma}{\sqrt{N}} \right) \cdot \text{sinc} \left(\frac{(j-v)2\gamma}{\sqrt{N}} \right) \quad [\text{II-17}]$$

Avec :

$w = \sqrt{\pi} w_0$ où w_0 représente le rayon de chaque champ (gaussien) mesuré à $1/e$ en champ.

Si l'on veut étudier l'architecture standard à rétroaction uniforme, il suffit, en pratique, de remplacer la lame de phase par un diaphragme qui prélève seulement la partie centrale du champ lointain intra-cavité comme présenté Figure 2-17.

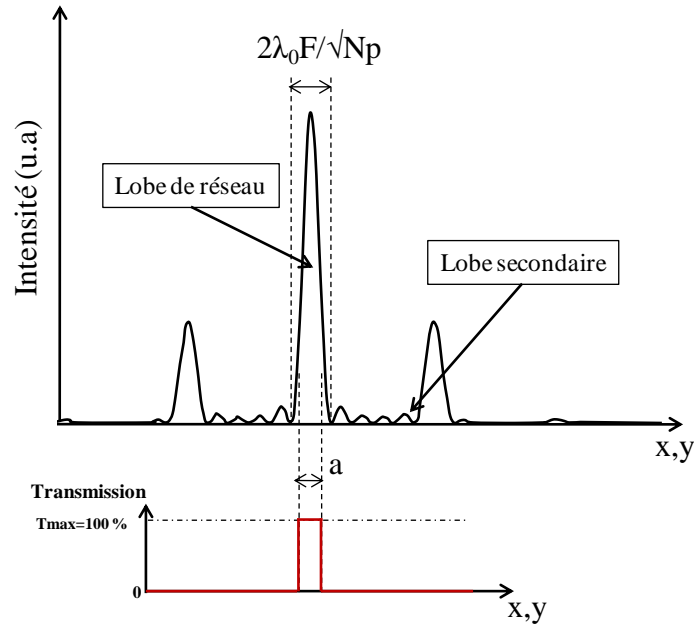


Figure 2-17 : Fonction de transparence (intensité) appliquée par le diaphragme

Dans le code, cette opération est effectuée en modifiant la fonction de filtrage qui s'écrit alors simplement :

$$S_{i,j} = \frac{1}{N} \cdot \left(\frac{2\gamma w}{p}\right)^2 \cdot \sum_{u=1}^{\sqrt{N}} \sum_{v=1}^{\sqrt{N}} E_{u,v} \cdot \text{sinc}\left(\frac{(i-u)2\gamma}{\sqrt{N}}\right) \cdot \text{sinc}\left(\frac{(j-v)2\gamma}{\sqrt{N}}\right) \quad [\text{II-18}]$$

L'étape suivante modélisée par le code est la propagation dans les fibres optiques (passives et actives) induisant un déphasage linéaire. Comme nous l'avons vu en fin de premier chapitre, il est important d'avoir des écarts de longueurs optiques élevés entre les sous-cavités pour augmenter le nombre de congruences modales. Ainsi, nous avons choisi un jeu de N longueurs optiques L_{ij} (i et j variant de 1 à \sqrt{N}) de fibres passives de valeur moyenne 10 m et qui s'écartent de cette valeur de manière aléatoire dans une plage maximale de plus ou moins 1m. Les fibres actives ont une même longueur optique L_a de 10 m, ce qui amène à un déphasage linéaire total pour la voie laser ij :

$$e^{j\frac{2\pi}{\lambda}(L_{ij}+L_a)} \quad [\text{II-19}]$$

Le gain dans les fibres actives est décrit par :

$$e^{g_{ij}L_a} \quad [\text{II-20}]$$

avec le coefficient de gain g_{ij} défini de la même manière que précédemment (formule [II-11]).

L'évolution de la phase non-linéaire, sur la longueur de fibre amplificatrice L_a est décrite par l'opération ci-dessous :

$$e^{j\alpha g_{ij}L_a} \quad [\text{II-21}]$$

On notera qu'elle est prise en compte pour les deux architectures, même si la transcription phase/amplitude n'est pas réalisée dans les architectures standards à rétroaction uniforme.

Ainsi, après un tour complet de cavité, les champs recyclés E_{ij} s'écrivent :

$$E_{ij} = \sqrt{R} \cdot S_{ij} \cdot e^{g_{ij}L_a} \cdot e^{j\frac{2\pi}{\lambda}(L_{ij}+L_a)} \cdot e^{j\alpha g_{ij}L_a} \quad [\text{II-22}]$$

Les champs extraits de la cavité, que l'on va caractériser, s'écrivent :

$$E_{ij_out} = \sqrt{1-R} \cdot E_{ij}$$

II.2.2 Choix des paramètres du code

Nous avons choisi des paramètres pour le code numérique les plus proches possibles des caractéristiques des divers éléments à notre disposition. Certains autres ont été extraits de la bibliographie. Les paramètres les plus critiques sont d'une part le coefficient de couplage gain-phase, que nous avons choisi égal à 1 ou 2 (discuté en I.3), et d'autre part ceux de la lame de phase (transmission en champ des fréquences spatiales élevées β et proportion γ du lobe central sélectionné). Rappelons que, comme vu dans la partie I.2, la modulation d'amplitude semble plus prononcée pour des transmissions β faibles. La valeur de γ a été calculée en considérant les caractéristiques des microlentilles que nous utiliserons en aval du bundle de fibres et qui fixeront le champ proche initial ($\gamma = \frac{a}{2\lambda_0 F / (\sqrt{N} \cdot p)} = 0,7$). Nous avons choisi une valeur de β égale à $\sqrt{0,1}$ soit 10% de signal transmis en intensité. Nous avons appliqué la relation [II-17] pour mesurer le codage phase/amplitude lorsque la diffraction est prise en compte dans la fonction de filtrage à contraste de phase. La Figure 2-18 illustre un résultat en considérant un arrangement de 4x4 faisceaux.

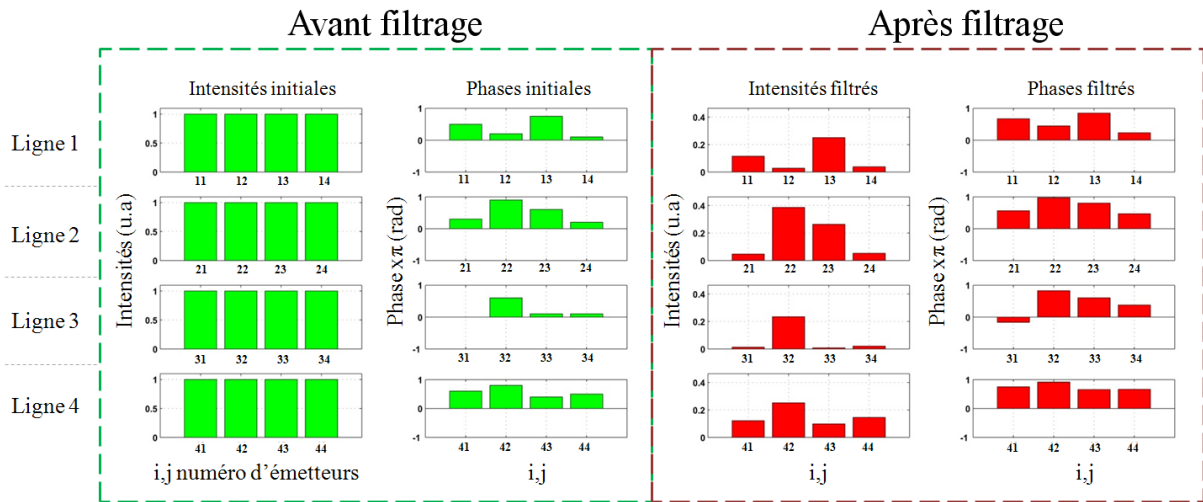


Figure 2-18 : Phases et amplitudes des champs initiaux (16 faisceaux) à gauche et filtrés à droite. Cas où la diffraction est prise en compte dans la fonction de filtrage d'amplitude et de phase

On observe qualitativement le codage des phases initiales sur les amplitudes filtrées. De plus, les phases filtrées ne sont pas fondamentalement modifiées et suivent la même évolution que les phases initiales ce qui permettra, dans l'hypothèse où les non-linéarités apportent une compensation, de corriger correctement les écarts de phase entre les bras lasers.

Les pertes amenées par le coupleur de sortie (R) plus celle du filtre (non modifiables) et la valeur du gain (g_0), sont choisies pour converger vers un régime laser stationnaire sur environ 120 itérations. Le nombre d'échantillons est limité à 10 000 sur la bande spectrale pour des raisons de vitesse de calcul et de mémoire disponible. La bande spectrale de 0,5 nm, assez étroite, est choisie pour avoir un nombre suffisant d'échantillons dans la bande. L'échantillonnage est donc de 0,05 pm.

Un exemple de la construction de l'effet laser, en fonction de la longueur d'onde et du nombre d'itérations est présenté sur la Figure 2-19.

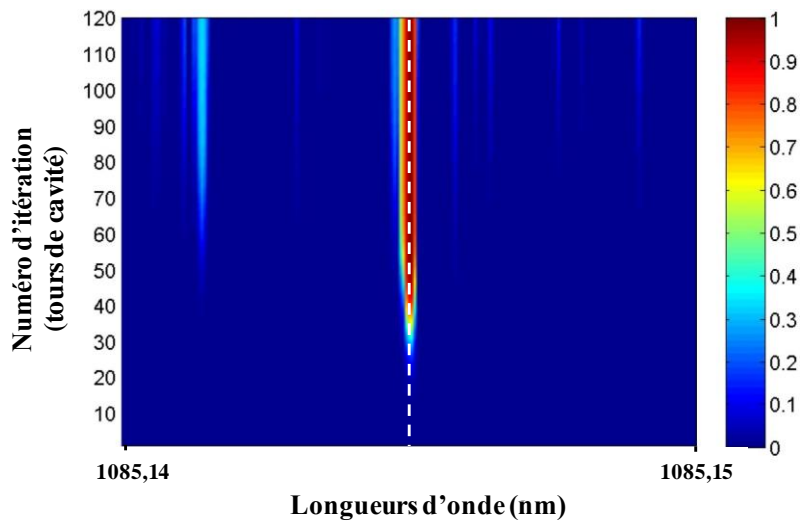


Figure 2-19 : Evolution de la densité spectrale de puissance normalisée sur 120 tours de cavité. La bande spectrale représentée, de largeur 10 pm, est centrée autour de la longueur d'onde à minimum de pertes

Nous considérons ensuite, que la fréquence possédant un minimum de pertes dans la cavité et donc transportant un maximum de puissance sera privilégiée dans la pratique à cause des compétitions modales dans la bande de gain. Elle est représentée en traits pointillés sur la dernière figure. A partir de cette même fréquence, nous calculons ensuite la qualité de cophasage définie selon la relation [I-17] du chapitre 1 et s'écrivant dans le cas de l'arrangement bidimensionnel de faisceaux considéré comme suit :

$$Q = \frac{\text{Valeur de la puissance crête calculée}}{\text{Valeur de la puissance crête idéale}} = \frac{\left| \sum_{i=1}^{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^{\sqrt{N}} E_{ij_out} \right|^2}{\left(\sum_{i=1}^{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^{\sqrt{N}} |E_{ij_out}| \right)^2} \quad [\text{II-23}]$$

Après plusieurs tests préliminaires, nous avons choisi de figer les paramètres du code en leur donnant les valeurs présentées ci-dessous. Les paramètres relatifs au gain et aux non-linéarités associées (en vert), et les caractéristiques de la lame de phase (en bleu) sont mis en avant.

Nombre d'itérations	120
Longueur d'onde moyenne λ_0	1085 nm
Largeur de la bande spectrale $\Delta\lambda$	0,5 nm
Longueurs des fibres passives L_{ij}	10m +/- 1m
Définition du champ proche : Taux de remplissage $2\omega_0/p$	0,72
Gain petit signal g_0	0,32 lorsque le filtre est un diaphragme 0,297 lorsque le filtre est la lame de phase (pertes moindres compensées par un gain plus faible)
Intensité de saturation I_{sat}	$7,32 \cdot 10^8$ W/m ² (@1085 nm)
Constante de Planck h	$6,626068 \times 10^{-34}$ m ² .kg / s
Section efficace d'émission stimulée σ	$0,25 \cdot 10^{-24}$ m ² , pour l'ytterbium autour de $\lambda_0=1085$ nm
Durée de vie de l'état excité τ	1 ms dans le cas de l'ytterbium
Longueur des fibres amplificatrices L_a	10 m
Non-linéarité de gain α	1, 2
Réflectivité du coupleur de sortie R	50% en intensité
A_{ij} : Amplitude champ de départ	Aléatoires ($< 2,3 \cdot 10^3$ V.m ⁻¹)
φ_{ij} : Phase champs de départ	Aléatoires
Transmission du filtre sur les fréquences spatiales élevées β	$\sqrt{0,1}$ en champ 0,1 en intensité soit 10% du signal transmis
Déphasage de la partie centrale	$\pi/2$
γ rapport taille de la zone déphasante/ largeur du lobe central à mi-hauteur	0,7

Nous avons pu ainsi comparer le mode de fonctionnement des architectures lasers, standard (à filtrage d'amplitude et rétroaction uniforme) et à contraste de phase.

II.2.3 Comparaison des architectures de mise en phase passive à rétroaction uniforme et à contraste de phase

La nouvelle architecture à contraste de phase a été imaginée pour pallier à la diminution du nombre de congruences modales concomitante avec l'augmentation du nombre de sous-cavités et impactant la qualité de la mise en phase. Afin d'estimer son potentiel, nous allons comparer ses capacités de mise en phase à celles de l'architecture standard en observant l'évolution du spectre et de la qualité de cophasage en fonction du nombre d'émetteurs et pour différentes valeurs de couplage gain-phase ($\alpha=1$ et 2). Les nombres N d'émetteurs étudiés seront de 4, 9, 16 et 25. De plus, pour éviter des situations particulières et considérer les fluctuations amenées par des perturbations environnementales, nous utilisons 20 jeux de N longueurs de fibres passives tirés aléatoirement. Pour chaque valeur de N , nous relevons 20 fois la qualité de cophasage qui est ensuite moyennée dans les résultats présentés ci-après.

II.2.3.1 Architecture à rétroaction uniforme utilisant pour filtre un diaphragme

Dans ce cas, nous utilisons dans le code numérique la fonction de filtrage de l'équation [II-18] simulant un filtre d'amplitude pure. La valeur de α (coefficient du déphasage non linéaire) est choisie égale à 1. Elle est insérée dans le code mais sa valeur n'a pas d'influence sur les résultats obtenus. Nous observons ensuite les spectres d'émission en fonction du nombre de lasers mis en jeu. Ils sont reproduits sur la Figure 2-20. Les valeurs affichées donnent la qualité de cophasage en ordonnée, nous permettant de connaître le phasage obtenu pour chaque longueur d'onde.

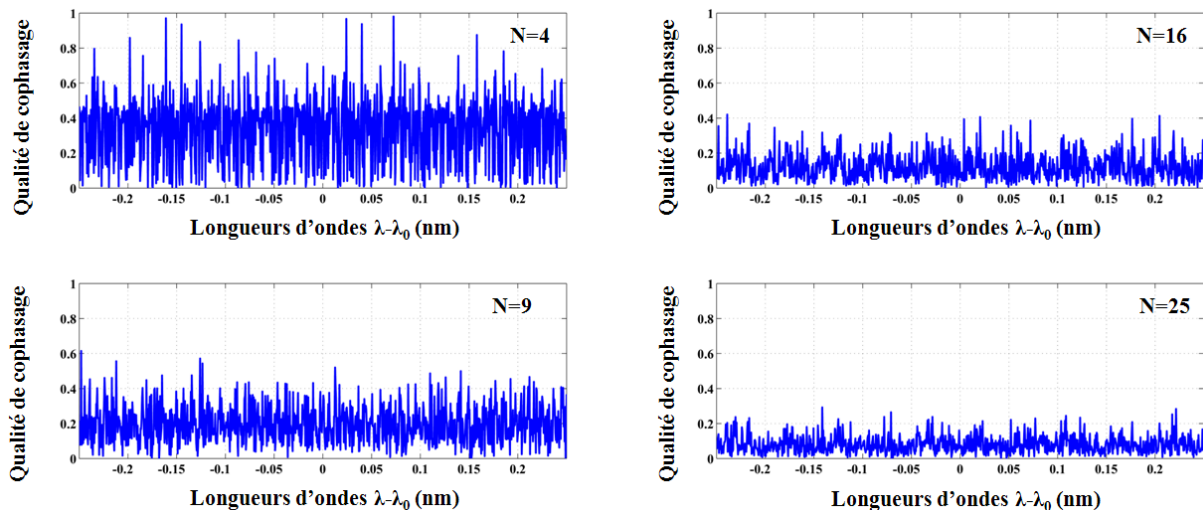


Figure 2-20 : Qualité de cophasage en fonction de la longueur d'onde centrée sur λ_0 et du nombre d'émetteurs lasers (4, 9, 16 et 25) pour l'architecture standard à rétroaction uniforme utilisant un filtre d'amplitude (diaphragme)

On remarque que pour un nombre faible de lasers (quatre), il existe un nombre assez important de congruences modales correspondant à des champs aux phases relativement identiques, et donc induisant une qualité de cophasage élevée. Toutefois, avec l'augmentation du nombre de lasers et

conformément au principe énoncé préalablement, le nombre de congruences modales diminue, conduisant à une disparition rapide des situations de phase synchronisées. Lorsque l'effet laser est établi dans la cavité, si l'on affiche le mode pour la fréquence associée au meilleur co-phasage, on remarque que les intensités sont toujours modulées par une enveloppe. Un exemple à 9 émetteurs est présenté sur la Figure 2-21.

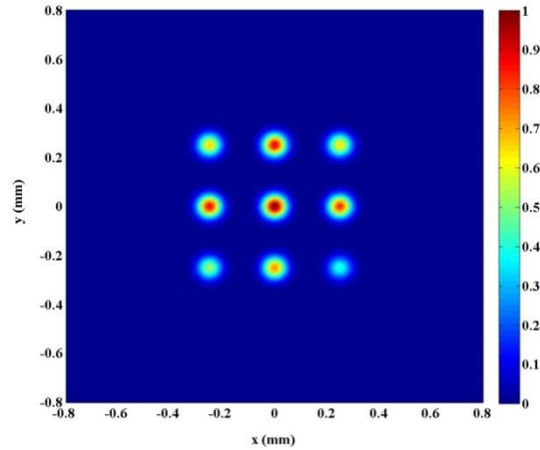


Figure 2-21 : Champ proche observé extra-cavité pour l'architecture à rétroaction uniforme, cas de 9 lasers couplés

Le graphique suivant présente, pour la fréquence transportant le plus de puissance, la valeur de la qualité de cophasage en fonction du nombre de lasers (courbe noire). Dans le but de comparer ces données à ce qu'on trouve dans la littérature, j'ai rajouté les courbes analytiques de Siegman et Kouznetsov présentées II.2.4. Ces deux dernières courbes ont été recalculées pour l'occasion ($\lambda_0=1085$ nm, $\Delta\lambda=0,5$ nm et $\sigma_L=1,41$ m) pour rester pertinentes avec les paramètres du code numérique.

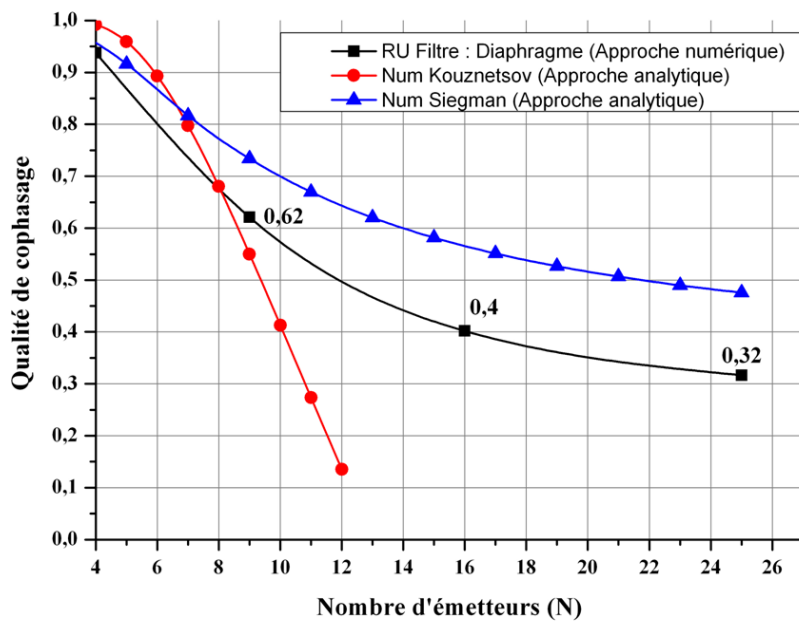


Figure 2-22 : Evolution de la qualité de cophasage tirée de deux études analytiques et calculée par la simulation de la cavité laser (RU : Rétroaction Uniforme).

Nous remarquons une nouvelle fois ici que les études analytiques surestiment ou sous-estiment trop la valeur de la qualité de cophasage. Nos résultats sont toutefois compris dans la zone formée par les deux courbes analytiques, ils restent donc cohérents. La qualité de cophasage décroît avec le nombre d'émetteurs et n'est plus que de 40% à 16 émetteurs pour finir à seulement 32% avec 25 émetteurs.

La décroissance est typique d'architectures standards à rétroaction uniforme qui ne sont plus très efficaces pour un nombre de lasers important.

II.2.3.2 Architecture à rétroaction multiple utilisant un filtre à contraste de phase

Cette fois, nous utilisons le nouveau filtre d'amplitude et de phase caractérisé par la fonction de filtrage de l'équation [II-17]. Le paramètre de couplage phase-gain α est, dans un premier temps, choisi égal à 1. De la même manière que dans la partie précédente, nous avons tracé les spectres laser affichant la qualité de cophasage en fonction de la longueur d'onde (Figure 2-23).

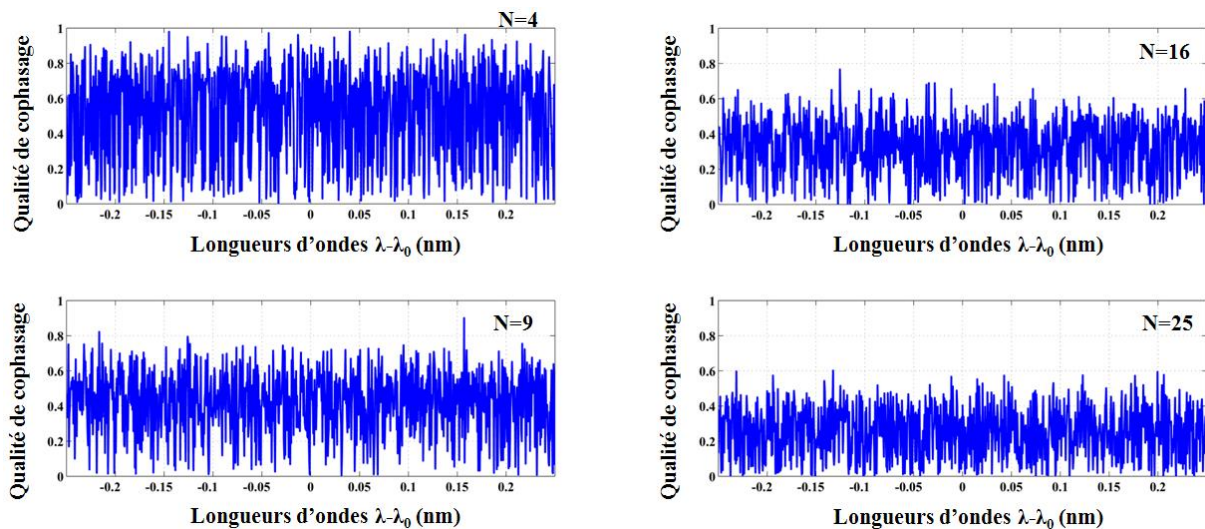


Figure 2-23 : Qualité de cophasage en fonction de la longueur d'onde centrée sur λ_0 et du nombre de lasers (4, 9, 16 et 25) pour la nouvelle architecture à contraste de phase utilisant un filtre d'amplitude et de phase (lame de phase)

Nous remarquons rapidement qu'il existe un nombre bien plus important de congruences modales et ce, quel que soit le nombre d'émetteurs. A 4 émetteurs, quasiment toutes les fréquences du spectre transportent des champs cophasés. A 25 émetteurs, il subsiste un nombre élevé de quasi-congruences modales, les résultats étant relativement similaires au cas à 9 émetteurs de l'architecture standard.

Le mode laser obtenu en sortie est cependant moins uniforme que dans le cas précédent comme on peut l'observer sur un exemple de résultat à 9 émetteurs présenté sur la Figure 2-24. C'est une des conséquences du principe exploité qui s'appuie sur un degré de liberté supplémentaire, l'intensité et la

saturation de gain associée. Toutefois, cette inhomogénéité n'est sensible que parce que le champ montré est calculé avec une seule longueur d'onde. Imaginons que plusieurs raies oscillent simultanément, on pourrait observer un lissage des amplitudes des champs calculés.

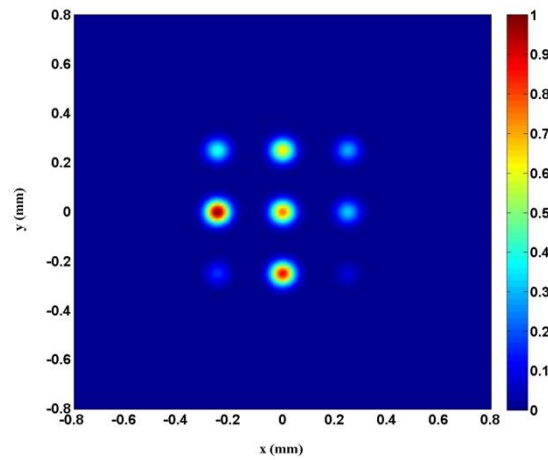


Figure 2-24 : Champ proche à la réinjection dans les amplificateurs (plan P3 sur la figure Figure 2-15) pour l'architecture à contraste de phase et 9 émetteurs couplés

Ces résultats sont conformes au principe de l'architecture à rétroaction multiple que nous voulons développer.

Pour s'en assurer, il est intéressant de comparer l'évolution de la qualité de cophasage en fonction du nombre d'émetteurs. La Figure 2-25 présente donc l'évolution de la qualité de cophasage moyennée sur 20 tirages pour l'architecture standard (à rétroaction uniforme) et à contraste de phase (à rétroaction multiple) et deux valeurs de α (1 et 2).

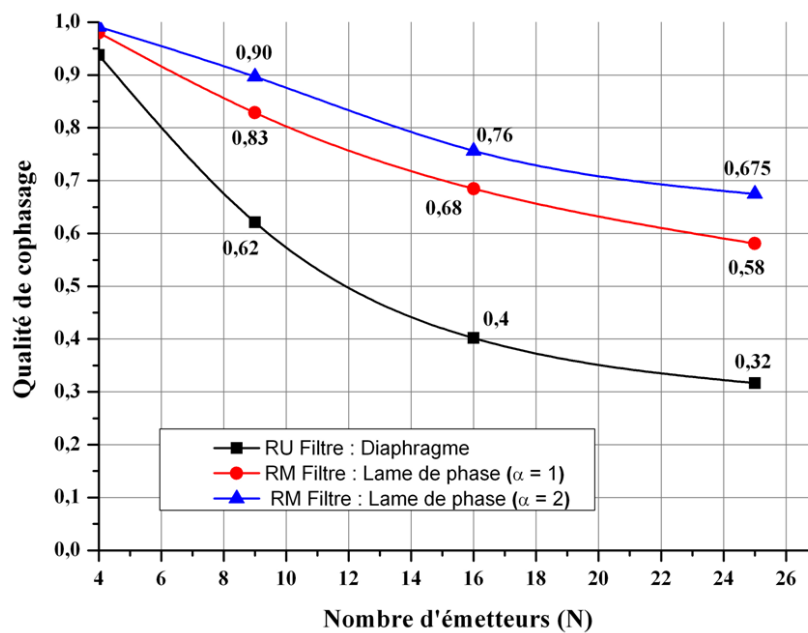


Figure 2-25 : Evolution de la qualité de cophasage en fonction du nombre d'émetteurs en simulant la cavité laser de l'architecture à rétroaction uniforme (RU : Rétroaction Uniforme) et multiple (RM : Rétroaction Multiple) et pour deux valeurs de α (1 et 2)

On remarque ici que la qualité de cophasage est grandement augmentée dans le cas de l'architecture à rétroaction multiple et à contraste de phase. Pour $\alpha=1$ et $N=25$, la qualité de cophasage est presque deux fois supérieure à celle relevée dans le cas de l'architecture standard à rétroaction uniforme. De plus, la qualité de cophasage est d'autant plus grande que la valeur de α est élevée. Un dernier point important à noter est que la pente d'évolution de la qualité de cophasage, dans le cas de l'architecture à rétroaction multiple, est faible ce qui nous permet d'espérer d'excellents résultats à plus grand nombre d'émetteurs (>25).

Ces valeurs de qualité de cophasage sont obtenues pour un cas idéal dans lequel les amplitudes des champs résultant de la transcription des phases sont identiquement injectées dans les amplificateurs. J'ai intégré dans le calcul des pertes différentielles à la réinjection dans ces amplificateurs pour simuler d'éventuels défauts de pointé du premier bundle de fibres formant la sortie laser ou des défauts d'alignements. L'objectif était d'étudier la sensibilité du codage amplitude/phase réalisé par les non-linéarités de gain face à une altération du premier codage phase/amplitude.

J'ai alors relevé la valeur de la qualité de cophasage en insérant des pertes variables à la réinjection comprises entre 20 et 50% et pour dix jeux de pertes différents. Pour limiter les paramètres à considérer, j'ai choisi un jeu de longueur de fibre fixe pour les calculs. Pour 9 émetteurs et $\alpha=2$, la valeur moyenne de la qualité de cophasage sur les dix tirages, dans le cas de l'architecture à contraste de phase est de 87%. Elle était de 90% sans prise en compte de ces pertes. On note alors ici que le système semble très robuste et s'auto-organise toujours pour conduire à une qualité de cophasage quasi identique.

Suite à ces derniers résultats très positifs, je me suis intéressé à la conception du filtre, ses caractéristiques opto-géométriques, et à caractériser les non-linéarités de gain dans les amplificateurs à notre disposition pour le développement de l'architecture expérimentale.

III Caractérisation des non-linéarités résonnantes dans les amplificateurs à fibres dopées Ytterbium

En premier lieu et voyant l'impact de la valeur du coefficient intervenant dans le déphasage dû aux non-linéarités de gain sur la qualité de mise en phase, j'ai étudié de manière expérimentale et numérique ces non-linéarités pour les amplificateurs à fibre dopés Yb à notre disposition (fournis par l'entreprise CILAS). On trouve dans la littérature quelques résultats d'expériences relatives à la mesure du couplage gain-phase dans les amplificateurs à fibre dopée Erbium et Ytterbium. Pour l'essentiel, ces travaux ont examiné l'évolution de la phase résonante avec la puissance de pompage. Je n'ai connaissance d'aucune mesure effectuée sur des amplificateurs à fibre dopée Ytterbium qui se soit intéressée à l'impact de la puissance du signal d'entrée sur la contribution du gain à la phase. C'est aussi ce qui a motivé le montage d'un banc de caractérisation.

III.1 Caractérisation expérimentale des non-linéarités de gain

La contribution résonante (due au gain), à la phase φ_{NL} du champ en sortie d'un amplificateur à fibre dont le gain intégré en puissance vaut G_p s'écrit $\varphi_{NL} = \frac{\alpha}{2} \ln(G_p)$, comme discuté dans la partie I.3 de ce chapitre.

Pour en extraire la valeur de α , le terme de couplage qui nous intéresse, il nous faut mesurer des fluctuations de la phase φ_{NL} . Nous avons choisi, compte tenu du mécanisme recherché pour le fonctionnement du laser, de faire varier la puissance signal incidente sur l'amplificateur. On peut donc écrire :

$$\frac{d\varphi_{NL}}{dP_{in}} = \frac{\alpha}{2} \frac{1}{G_p} \frac{dG_p}{dP_{in}} \quad [\text{II-24}]$$

Où P_{in} est la puissance incidente sur l'amplificateur test. On peut ainsi retrouver la valeur de α par :

$$\alpha = 2G_p \frac{\frac{d\varphi_{NL}}{dP_{in}}}{\frac{dG_p}{dP_{in}}} \quad [\text{II-25}]$$

Pour ce faire, nous avons modulé la puissance signal injectée dans l'amplificateur et mesuré l'évolution correspondante de la phase par un montage interférométrique.

En première hypothèse, pour les puissances utilisées ici, les non-linéarités que nous souhaitons mesurer ne déformeront pas le spectre optique amplifié du fait de la dynamique de l'inversion de population. Les puissances mises en jeu sont loin de dépasser le seuil nécessaire à l'apparition d'autres effets non linéaires tels que l'effet Kerr, ou les diffusions stimulées Brillouin ou Raman.

Schéma de l'interféromètre utilisé :

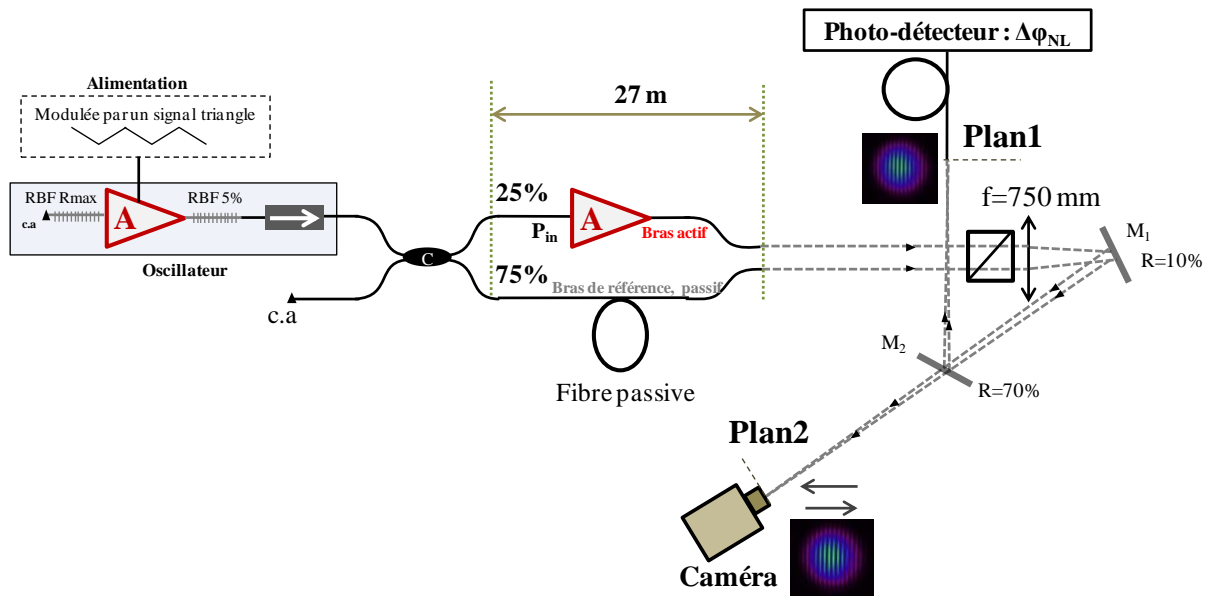


Figure 2-26 : Dispositif expérimental de la mesure de non-linéarités de gain dans les amplificateurs CILAS par l'utilisation d'un interféromètre fibré à deux bras (test, actif et référence, passif), RBF : Réseau de Bragg Fibré, c.a : Clive en Angle, M1, M2 : Miroirs de renvois, C : Coupleur fibré

Le banc de caractérisation est un interféromètre servant à mesurer les fluctuations de phases induites $d\varphi_{NL}$ dans le temps. J'ai construit l'oscillateur laser qui alimente l'interféromètre à l'aide d'un amplificateur à fibre dopé aux ions Ytterbium. Pour sélectionner finement la longueur d'onde (1089nm) et la largeur du spectre d'émission (0,2 nm), j'ai utilisé un jeu de réseaux de Bragg fibrés (RBF). Pour éviter tout retour parasite, j'ai clivé en angle la fibre support du RBF côté fond de cavité et placé un isolateur sur la sortie de la source laser. Les diodes de pompage optique du milieu amplificateur sont alimentées par un courant modulé de forme triangulaire induisant des fluctuations d'intensité dans le temps. La commande de la modulation se fait en tension, d'une excursion de 300mV produisant une excursion en puissance de l'oscillateur d'environ 200 mW. La fréquence de modulation est fixée à 100Hz, une fréquence suffisante pour s'affranchir des effets thermiques. Le signal est ensuite envoyé sur un coupleur fibré possédant un taux de partage de 25/75 (%) permettant d'alimenter le bras actif et le bras passif de l'interféromètre. Le taux de partage du coupleur est volontairement déséquilibré pour limiter l'écart en puissance des faisceaux en sortie de l'interféromètre.

Les longueurs des deux bras (de 27m) sont ajustées pour être inscrites dans la longueur de cohérence de la source $L_c = \frac{\lambda_0^2}{4\lambda}$ (6 mm à la longueur d'onde d'étude). Les faisceaux émis sont collimatés par l'utilisation de collimateurs fibrés, et sont juxtaposés de manière à former deux points sources. Un cube polariseur permet de sélectionner une polarisation identique pour améliorer le contraste. Le champ lointain est affiché au foyer d'une lentille convergente de focale 750mm et il est dédoublé au moyen des miroirs semi réfléchissants M1 et M2. La faible réflectivité du miroir M1 permet de limiter la puissance incidente sur les instruments de mesure (caméra et fibre de collection). Le signal d'interférence est ainsi observé dans les plans Plan1 et Plan2. Sur une voie, le champ

lointain est observé à l'aide d'une caméra CCD (Plan2) et sur l'autre voie on procède à une mesure de puissance ponctuelle et à ses variations dans le temps, au moyen d'une fibre de collection reliée à un photodétecteur (Plan1). La distance focale de la lentille est choisie pour obtenir 10 échantillons spatiaux par interfrange, rapport calculé en considérant la taille du cœur de la fibre de collection et l'interfrange.

III.1.1 Mesure des non-linéarités résonnantes pour différents points de fonctionnement du système

Lorsque le système est optimisé (différence de longueurs de bras ajustées pour être inférieure à la longueur de cohérence du rayonnement incident sur l'interféromètre), nous observons, en champ lointain (Plan2), des franges d'interférences à deux ondes contrastées. Les changements de l'écart de phase entre les champs issus des deux voies se traduisent par une translation du champ de franges perpendiculairement aux modulations. L'interféromètre n'est pas asservi et les perturbations de l'environnement ou des effets thermiques dans les fibres font lentement évoluer le champ d'interférences. Cependant, comme les enregistrements sont effectués sur des temps courts (quelques millisecondes), du fait de la modulation rapide du signal, ces instabilités lentes ne perturbent pas la détection. Le détecteur ponctuel (Plan1) est positionné à mi distance d'une frange brillante et d'une frange sombre de manière à maximiser la sensibilité et à se situer dans une plage d'évolution quasi linéaire.

En bloquant successivement les faisceaux de l'interféromètre, il est possible d'enregistrer les modulations en puissance sur chacune des voies. Un exemple de mesure des fluctuations des puissances des faisceaux indépendants (P1 et P2) autour de leurs puissances moyennes est présenté sur la Figure 2-27 en même temps que la mesure de la puissance locale dans les franges d'interférence (P).

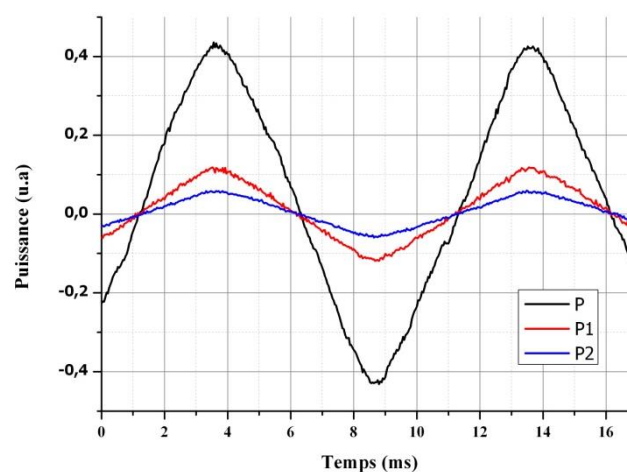


Figure 2-27 : Fluctuation dans le temps de la puissance (P) en un point du champ de franges et de celle des faisceaux indépendants (P1 et P2) en ce même point, autour de leurs puissances moyennes respectives

Pour en extraire les fluctuations de phases dans le temps, on peut s'appuyer sur l'expression de la puissance relevée en un point du champ de franges :

$$P(t) = P_1(t) + P_2(t) + 2K\sqrt{P_1(t)P_2(t)} \cos(\Delta\varphi_{NL}(t)) \quad [\text{II-26}]$$

Où

P : Puissance relevée en un point du champ de franges, P_1 et P_2 : puissance relevée en ce même point, en présence d'un seul des deux faisceaux, K : module du degré de cohérence complexe du rayonnement (=1 dans le cas idéal où le contraste est maximal), $\Delta\varphi_{NL}$: déphasage entre les bras de l'interféromètre.

Par cette formule, nous pouvons extraire la valeur de $\Delta\varphi_{NL}(t)$.

Par une mesure effectuée pendant la même durée dt d'un cycle de modulation dans les deux cas (calcul de $\Delta\varphi_{NL}(t)$ dans le champ de frange et de $P_{in}(t)$), il est possible d'aboutir à la valeur de la pente $\frac{d\varphi_{NL}}{dP_{in}}$. Ces fluctuations sont présentées sur la Figure 2-28.

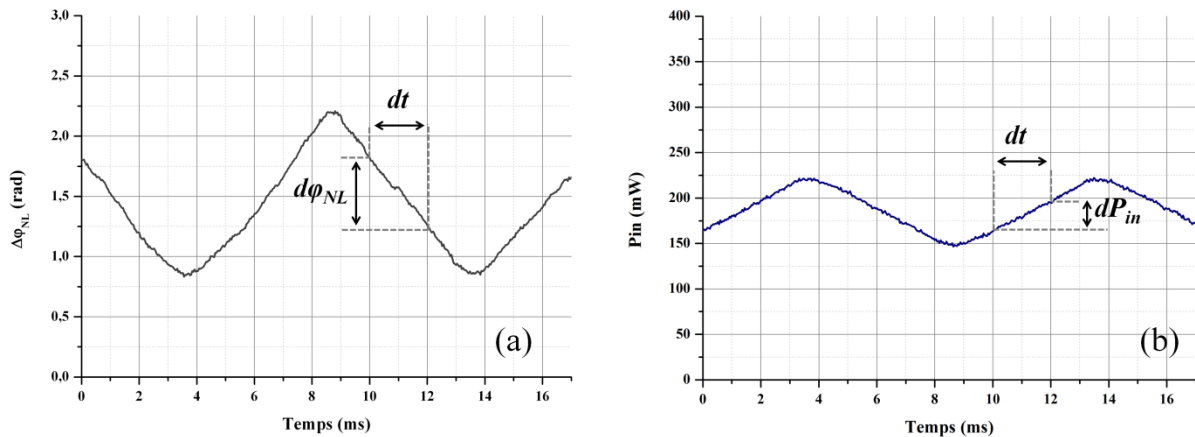


Figure 2-28 : Fluctuation de phase $\Delta\varphi_{NL}(t)$ (a) lorsqu'une modulation en puissance est appliquée en entrée de l'amplificateur test $P_{in}(t)$ (b)

Nous obtenons ainsi, pour une puissance moyenne $\langle P_{in} \rangle$, la valeur correspondante $\frac{d\varphi_{NL}}{dP_{in}}$. Il reste à mesurer $\frac{dG_p}{dP_{in}}$ et le gain intégré en puissance G_p connu directement par le rapport $\frac{P_{out}}{P_{in}}$ des puissances en entrée et sortie de l'amplificateur test. Pour mesurer $\frac{dG_p}{dP_{in}}$, il suffit de tracer la courbe de gain de l'amplificateur $G_p(P_{in})$ et de mesurer la pente correspondant à une excursion en puissance dP_{in} de 32,5 mW dans ce cas, autour de la puissance moyenne $\langle P_{in} \rangle$. Un exemple de tracé de la courbe de gain et de mesure de $\frac{dG_p}{dP_{in}}$ est présenté sur la Figure 2-29.

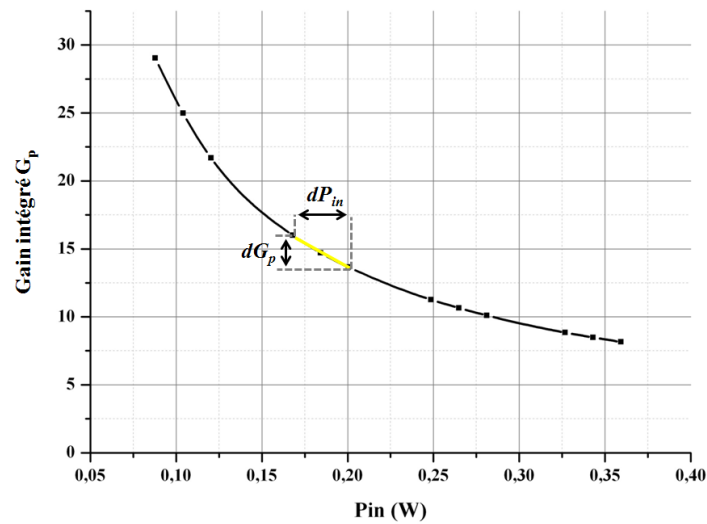


Figure 2-29 : Courbe de gain $G_p(P_{in})$ et mesure de la pente $\frac{dG_p}{dP_{in}}$ autour d'une puissance moyenne (P_{in})

Par cette méthode, nous avons pu effectuer de nombreuses mesures des valeurs du coefficient de couplage gain-phase α pour différentes puissances moyennes, puissances de pompage et longueurs d'onde (en changeant les réseaux de Bragg fibrés de l'oscillateur). Lorsque la longueur d'onde d'émission du laser sonde diffère de 1089nm, la puissance qu'il peut délivrer s'en voit grandement diminuée. C'est pourquoi les résultats obtenus avec un signal incident centré sur 1064nm et 1105nm (de largeur identique égale à 0,2nm) sont donnés à des puissances incidentes sur l'amplificateur plus faibles. Ces différents résultats sont présentés sur la Figure 2-30.

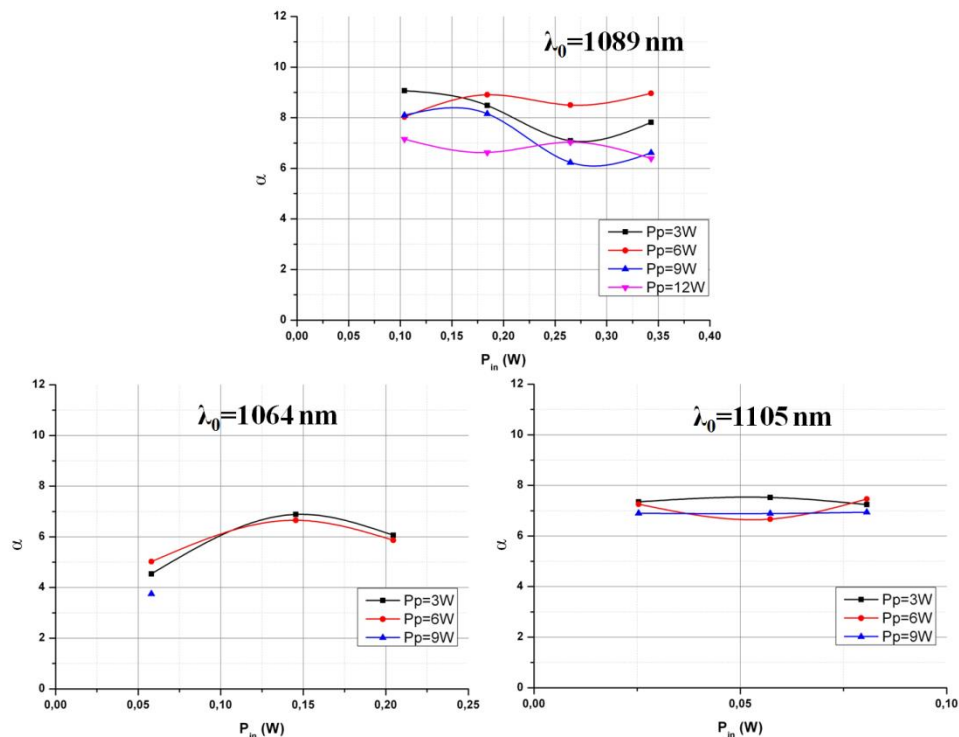


Figure 2-30 : Valeur du coefficient de couplage gain/phase α pour trois longueurs d'ondes différentes, différentes puissances de pompage de l'amplificateur test, et différentes puissances de signal incident

Les valeurs de α , comprises entre 5 et 9 sont très importantes quelle que soit la longueur d'onde. Dans les semi-conducteurs où l'effet est pourtant prononcé, on trouve des valeurs de α autour de [4-5] [Khaleghi, et al., 2011]. Elles ne semblent pas dépendre de la puissance de pompage optique et sont en moyenne bien supérieures à celles présentées dans la bibliographie (pour rappel de l'ordre de 1, 2) en comparaison de ce qui était présenté dans la théorie par Corcoran *et collaborateurs* [Christopher J. Corcoran, 2008].

On remarque qu'il existe un écart important entre chaque résultat de mesure même si celles-ci sont répétées et moyennées sur deux relevés pour limiter l'impact du bruit du signal récolté parfois faible. Il se peut que des disparités du contraste des franges d'interférences existent entre chaque point de mesure, induisant des fluctuations importantes de la valeur de α après calcul. En effet, la thermique dans l'amplificateur modifie le réglage des longueurs de bras pour rester dans la longueur de cohérence. Ceci nous oblige, lorsqu'on change la puissance moyenne injectée dans l'amplificateur ou le niveau de pompage, à retrouver cette zone.

Fort des conclusions de l'étude numérique dans laquelle nous avons noté que plus la valeur de α était importante, plus l'efficacité s'en voyait augmentée, ces premiers résultats de mesure de la non-linéarité étaient donc très encourageants en vue du développement à venir de l'architecture à contraste de phase.

Pour confirmation, j'ai, conjointement à cette étude expérimentale, effectué une étude théorique de la valeur du paramètre de couplage gain-phase par deux méthodes différentes proposées dans la partie III.2.

III.2 Calculs numériques du paramètre de couplage gain phase à partir des sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion Ytterbium

J'ai suivi deux approches différentes, tirées des travaux de Corcoran [Christopher J. Corcoran, 2008] et Foster [Foster, 2007] pour quantifier la valeur du couplage gain/phase α dans les amplificateurs fabriqués par CILAS à notre disposition. Pour cela, j'ai exploité les courbes des sections efficaces σ d'absorption et d'émission des fibres amplificatrices dopées Ytterbium (fabriquées par l'entreprise XFiber) et présentées ci-dessous.

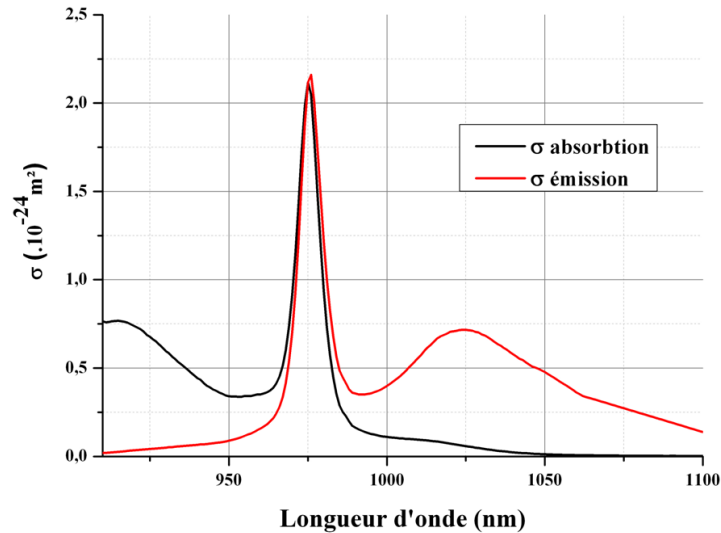


Figure 2-31 : Sections efficaces d'absorption et d'émission des fibres amplificatrices dopées Yb utilisées dans les amplificateurs

III.2.1 Calcul du paramètre de couplage gain-phase par transformée de Fourier des sections efficaces d'absorption et d'émission

Foster en considérant un système idéal à deux niveaux et en faisant l'hypothèse $N=N_2+N_1$ (N étant le nombre d'atomes par unité de volume disponibles) exprime dans son article la valeur du coefficient non-linéaire α de la manière suivante (le niveau de pompage optique n'a pas d'impact) :

$$\alpha(\omega) = -\frac{1}{\pi[a(\omega) + g(\omega)]} \int \frac{a(\omega_1) + g(\omega_1)}{\omega_1 - \omega} d\omega_1 \quad [\text{II-27}]$$

Où $a(\omega)$: Coefficient linéique d'absorption en fonction de la fréquence

$g(\omega)$: Coefficient linéique de gain en fonction de la fréquence

Pour retrouver la valeur de α , la première astuce ici réside dans la réécriture de l'intégrale en produit de convolution : $(f * h)(x) = \int f(x - t) \cdot g(t) dt$

Dans notre cas on peut alors écrire :

$$\int \frac{a(\omega_1) + g(\omega_1)}{\omega_1 - \omega} d\omega_1 = -\int \frac{a(\omega_1) + g(\omega_1)}{\omega - \omega_1} d\omega_1 = -[a(\omega) + g(\omega)] * \frac{1}{\omega} \quad [\text{II-28}]$$

Où $*$ définit l'opérateur produit de convolution.

Pour simplifier le calcul de α nous sommes passés par une transformée de Fourier de l'équation. Toutefois, la difficulté importante qui s'est posée est qu'il n'est pas possible d'effectuer de transformée de Fourier directe des courbes fournies par l'entreprise XFiber car elles ne redescendent

pas à une valeur nulle sur les bornes du domaine considéré. J'ai donc du ré-échantillonner et interpoler ces courbes sur une plage de longueurs d'ondes large de 800 à 1200nm pour les prolonger jusqu'à zéro afin que les transformations entre les domaines temporels/fréquentiels n'entraînent pas de repliements parasites des courbes dans la fenêtre de calcul considérée. La Figure 2-32 présente ainsi les deux courbes de sections efficaces d'absorption et d'émission fournies et leurs interpolations sur une plus grande plage de longueurs d'onde qui seront utilisées dans les calculs.

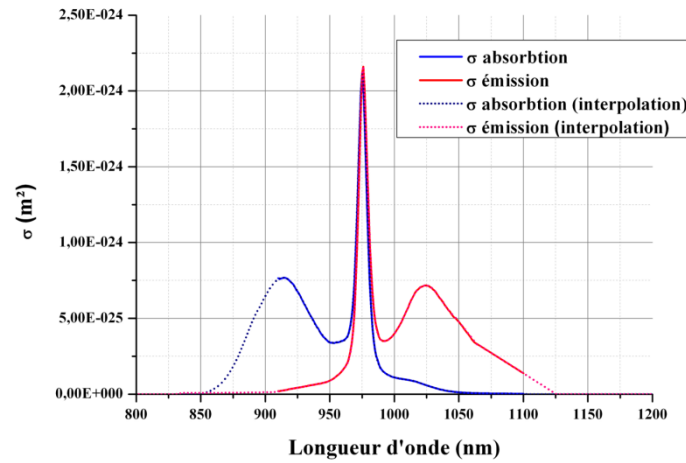


Figure 2-32 : Sections efficaces d'absorption et d'émission et leurs interpolations

Il nous faut à présent effectuer diverses opérations pour effectuer le produit scalaire dans le domaine temporel. On définit, pour simplifier le raisonnement, les fonctions $h(\omega)$ et $k(\omega)$ telles que :

$$\alpha(\omega) = h(\omega) \cdot k(\omega) \quad [\text{II-29}]$$

Avec :

$$h(\omega) = \frac{1}{\pi[a(\omega) + g(\omega)]} \quad [\text{II-30}]$$

Et

$$k(\omega) = [a(\omega) + g(\omega)] * \frac{1}{\omega} \quad [\text{II-31}]$$

Le calcul est effectué sans impact du niveau de pompage, on a donc : $a(\omega) + g(\omega) = \sigma_{\text{émission}}(\omega) - \sigma_{\text{absorption}}(\omega)$.

Ainsi, tout l'intérêt réside dans le calcul de :

$$K(t) = TF \left[[(a(\omega) + g(\omega)) * \frac{1}{\omega}] \right] = [A(t) + G(t)]. \left(-\frac{j}{2} \cdot \text{sign}(t) \right) \quad [\text{II-32}]$$

Pour trouver enfin la valeur de α dépendante de la longueur d'onde, il suffit simplement d'effectuer une transformée de Fourier inverse pour revenir dans le domaine fréquentiel par l'opération finale :

$$\alpha(\omega) = TF^{-1}[TF[h(\omega)].K(t)] = TF^{-1}[H(t).K(t)] \quad [\text{II-33}]$$

La Figure 2-33 présente l'évolution de la valeur de α que j'ai calculé à partir des traces de la Figure 2-32 et en suivant le raisonnement ci-dessus.

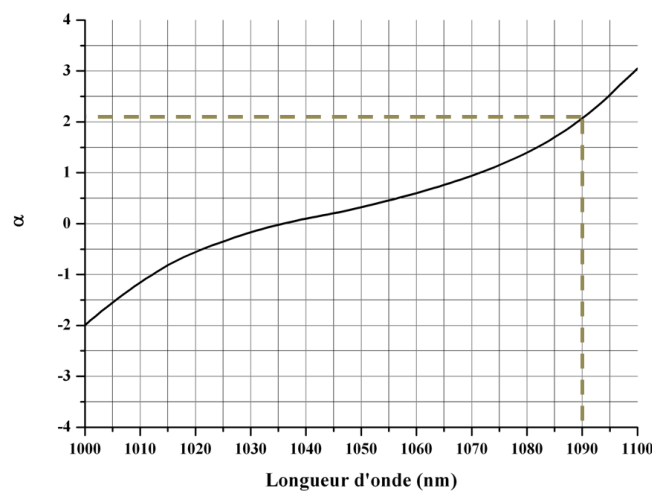


Figure 2-33 : Evolution du coefficient α en fonction de la longueur d'onde en suivant l'approche de Foster et pour les fibres dopées Yb de l'entreprise XFiber

On remarque que la valeur du coefficient de couplage gain-phase est proche de 2 lorsque la longueur d'onde est voisine de 1090nm (longueur d'onde pour laquelle les amplificateurs présentent un maximum de gain), résultat qui nous conforte dans le choix effectué dans le code numérique utilisé pour simuler l'architecture à contraste de phase. Toutefois, ces valeurs sont bien inférieures à celles mesurées expérimentalement.

Intéressons-nous maintenant à une autre méthode de calcul de α initialement utilisée par Corcoran.

III.2.2 Calcul du paramètre de couplage gain-phase par approximation des sections efficaces d'absorption et d'émission à des sommes de fonctions lorentziennes

Dans cette approche, on utilise des sommes de fonctions lorentziennes pour représenter les courbes des sections efficaces d'absorption et d'émission. Cette démarche permet de calculer

simplement et de manière analytique la fonction χ' à partir de χ'' . En effet, connaissant l'écriture de la partie imaginaire de la susceptibilité d'ordre 1 présenté équation [II-9], on peut écrire :

$$\chi''(\omega) = \left(-\frac{nc}{\omega}\right) \cdot \left(N_2 \cdot \sum_i e_i \cdot L_e^i(\omega) - N_1 \cdot \sum_i a_i \cdot L_a^i(\omega)\right) \quad [\text{II-34}]$$

Avec :

L_e^i : Fonction lorentzienne d'émission pondérée par e_i

L_a^i : Fonction lorentzienne d'absorption pondérée par a_i

Sachant que dans un modèle idéal à deux niveaux, pour lequel la partie imaginaire de la susceptibilité est décrite par une fonction lorentzienne, il existe une relation simple entre χ' et χ'' au voisinage de la résonance présenté équation [II-10] et rappelée ici :

$$\chi'(\omega) = \pi^{-1} \int \frac{\chi''(\omega_1)}{\omega_1 - \omega} d\omega_1 = \chi''(\omega) \cdot \frac{(\omega_0 - \omega)}{\Gamma}$$

Avec ω_0 et Γ respectivement fréquence centrale et largeur de la résonance,

On peut exprimer la valeur de $\chi'(\omega)$ pour la fibre dopée :

$$\chi'(\omega) = \left(-\frac{nc}{\omega}\right) \cdot \left(N_2 \cdot \sum_i e_i \cdot L_e^i(\omega) \cdot \frac{\omega_e^i - \omega}{\Gamma_e^i} - N_1 \cdot \sum_i a_i \cdot L_a^i(\omega) \cdot \frac{\omega_a^i - \omega}{\Gamma_a^i}\right) \quad [\text{II-35}]$$

ω_e^i et ω_a^i fréquences centrales des lorentziennes d'émission et absorption.

Γ_e^i et Γ_a^i largeurs à mi-hauteur des lorentziennes d'émission et absorption.

On va donc en déduire la valeur de $\alpha = \frac{\chi'}{\chi''}$. Avant cela il nous faut décomposer les sections efficaces d'émission et d'absorption en sommes de fonctions lorentziennes. Nous ne sommes plus obligés dans ce cas d'interpoler les valeurs de ces courbes sur une plage de longueurs d'ondes plus importante car le calcul est simple et direct. Les courbes des sections efficaces d'absorption et d'émission, les lorentziennes et leurs sommes, sont présentées sur la Figure 2-34.

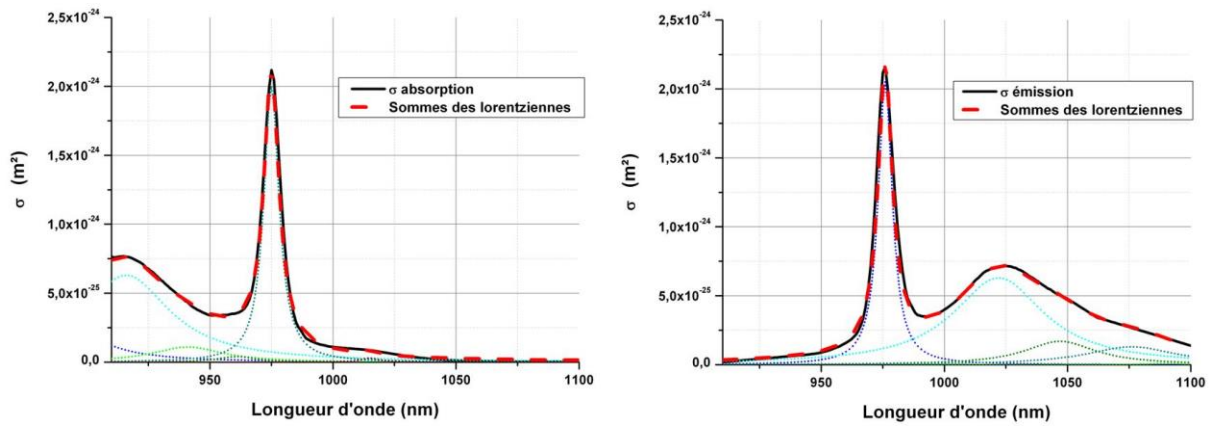


Figure 2-34 : Courbes des sections efficaces d'absorption (à gauche) et d'émission (à droite) avec leur décomposition en somme de lorentziennes, en Traits pleins : courbes fournies par XFiber, Courbes rouges : Sommes des fonctions lorentziennes, Courbes de points : Différentes lorentzienne pondérées par les e_i ou a_i , centré sur ω_e^i ou ω_a^i et de largeurs Γ_e^i et Γ_a^i

Après avoir trouvé par approches successives les valeurs des largeurs des différentes lorentziennes, leurs fréquences centrales, et la pondération nécessaire pour que les sommes de celles-ci suivent l'évolution des courbes fournies, nous avons pu calculer les valeurs de α . Ces valeurs sont données pour différentes proportions du rapport $q = \frac{N_2}{N_1}$ caractérisant le niveau d'inversion de population.

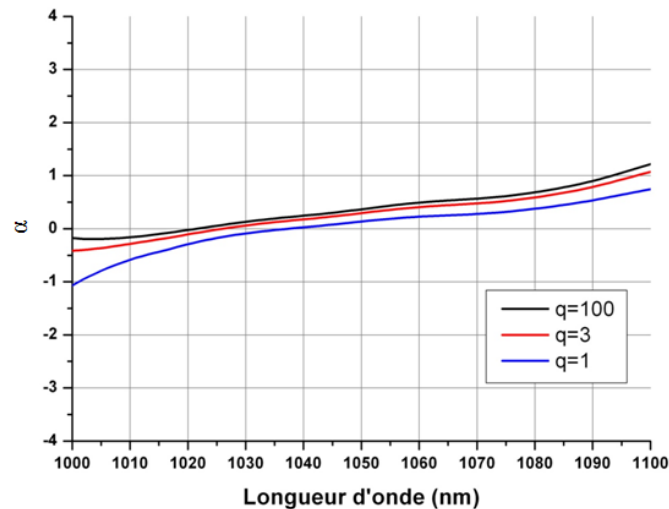


Figure 2-35 : Evolution du coefficient de couplage gain-phase α calculé à partir d'une décomposition des sections efficaces d'absorption et d'émission en sommes de fonctions lorentziennes

On remarque en premier lieu que, dans la plage spectrale d'intérêt, la valeur du coefficient non-linéaire dépend faiblement du niveau de pompage utilisé dans les amplificateurs et elle est cohérente sur ce point avec les mesures expérimentales. Ces valeurs, autour de 1 lorsque la longueur d'onde est égale à 1090nm, sont cependant inférieures au cas précédent présenté III.2.1.

Quoiqu'il en soit la valeur du coefficient de couplage gain phase mesurée expérimentalement est bien supérieure à celles présentées dans la bibliographie ou calculées dans les deux dernières études théoriques. Il doit, semble-t-il, exister un phénomène parasite intrinsèque à notre procédé qui fausse les mesures. La fréquence de modulation du signal de l'oscillateur de 100Hz aurait du en principe permettre de s'affranchir des fluctuations thermiques du système. En outre si celles-ci sont trop rapides, cela pourraient expliquer les valeurs importantes du coefficient de couplage gain phase car les fluctuations thermiques parasites exacerbent les fluctuations de phase dans le temps.

IV Caractérisation de la zone filtrante

Dans cette partie, nous nous intéressons à la zone filtrante et plus précisément au filtre d'amplitude et de phase. Dans le cas du contraste de phase, la transmission de fréquences spatiales élevées par la lame de phase est nécessaire pour réaliser le codage phase/amplitude. Cependant, on souhaite également que le filtre sélectionne de manière privilégiée le supermode fondamental du réseau ou de la matrice de lasers. Il a donc été important d'appréhender la limite au delà de laquelle la transmission de la zone périphérique du filtre (c'est-à-dire en dehors de la zone centrale déphasante) n'empêchait plus l'amplification de champs avec une distribution de phase non uniforme. J'ai pour cela effectué une étude systématique, expérimentale et numérique comme pour la caractérisation des non-linéarités.

Nous avons ainsi imaginé un dispositif expérimental intégrant un filtre reconfigurable (Cf Figure 2-36), qui est un modulateur spatial de lumière (SLM pour Spatial Light Modulator), pour suivre le fonctionnement du laser en fonction des caractéristiques du filtre.



Figure 2-36 : Photographie du SLM

D'autre part, un calcul numérique a été effectué pour déterminer la discrimination modale apportée par le filtre en fonction de la transmission des fréquences spatiales élevées β^2 (voir équation [II-1]).

IV.1 Etude de la sélectivité modale réalisée par le filtre en fonctionnement laser

IV.1.1 Architecture à contraste de phase incluant un filtre modulable à cristaux liquides

Ce premier montage expérimental utilisé pour caractériser la zone filtrante se veut le plus proche possible de l'architecture finale que nous voulons étudier. Il est présenté sur la Figure 2-37.

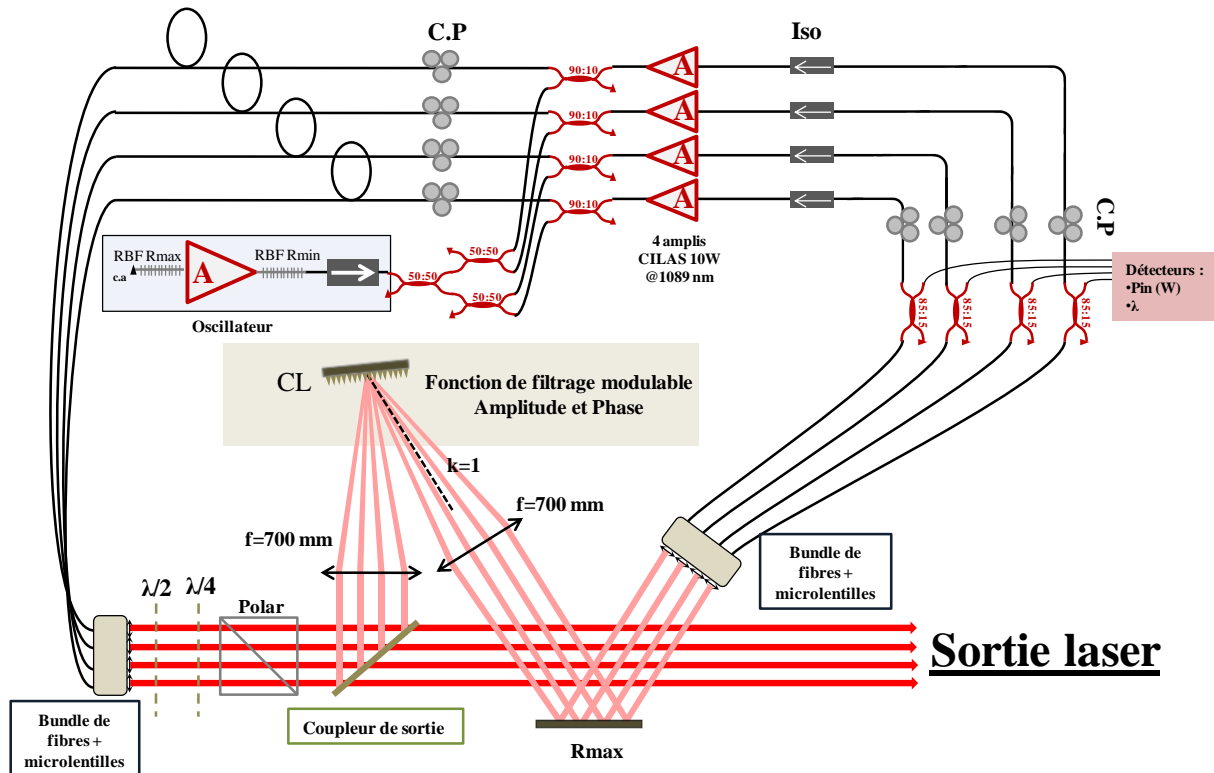


Figure 2-37 : Dispositif expérimental à 4 lasers couplés utilisant un filtre modulable d'amplitude et de phase pour la caractérisation de la zone filtrante, CL : Champ Lointain, k : Ordre du réseau, C.P : Contrôleur de Polarisation, Iso : Isolateurs, c.a : clive en angle

L'architecture laser présentée Figure 2-37 utilise quatre amplificateurs CILAS en parallèle (nous n'en avons pas plus à notre disposition lors de la construction de ce montage). Ils sont protégés par un oscillateur qui les alimente par un signal contra-propagatif. En effet, nous avons besoin d'observer les faisceaux émis le temps des divers alignements. Cette source est donc utile pour éviter tout auto-déclenchement dommageable aux éléments optiques.

Des contrôleurs de polarisation permettent d'ajuster les états de polarisation relatifs entre les différents bras lasers pour maximiser la qualité de cophasage. Ils modifient la biréfringence induite par contrainte sur la fibre optique. Les lames demi-onde et quart d'onde sont utilisées pour ajuster la

puissance totale incidente sur le SLM, un cube polariseur permet de sélectionner une polarisation identique pour améliorer le contraste.

Des isolateurs forcent l'oscillation laser dans le sens désiré. Les bundles de fibres utilisés sont agencés selon une matrice carrée 2D 5x5 soit 25 fibres disponibles au total avec un pas de 250 μm . Les fibres de sortie des 4 amplificateurs ont été soudées au bundle de manière à former une matrice 2D de faisceaux 2x2. Les matrices de microlentilles de focale 770 μm ont un pas identique à celui des fibres du bundle. Leur ouverture numérique étant de 0,23 (diamètre de collection de 180 μm), une proportion non négligeable de la puissance est perdue. Ces pertes ont été estimées à 30%. La Figure 2-38 présente le premier jeu de bundle/microlentilles.

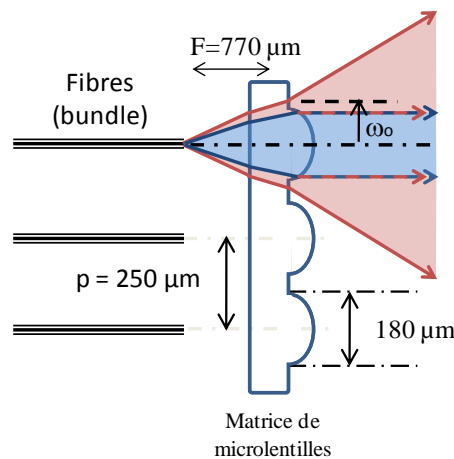


Figure 2-38 : Réseau de microlentilles utilisées pour former un arrangement compact de faisceaux, figure extraite de la thèse de Julien Guillot

Le filtre requis pour le couplage des lasers et pour effectuer l'opération de contraste de phase est réalisé grâce à un modulateur spatial de lumière (SLM) à cristaux liquides. Il s'agit d'un modulateur de phase pure que nous avons utilisé comme élément diffractant. Nous inscrivons sur le SLM un réseau de diffraction basé sur l'ordre 1 calculé à partir de la longueur d'onde moyenne du signal laser. C'est le rayonnement diffracté qui sera renvoyé dans les différentes voies du laser. Pour moduler localement la puissance diffractée, et réaliser l'équivalent d'une transmission inférieure à un, nous avons joué sur le taux de modulation du réseau de diffraction. Pour appliquer le déphasage de $\pi/2$, il a suffi de décaler d'un quart de motif la modulation sur la partie centrale correspondant à la zone que nous souhaitons déphaser (γ). Pour piloter le SLM, nous avons développé un code numérique sous Labview qui permet de gérer ces différents paramètres en direct. La figure Figure 2-39 donne divers représentations suivant une dimension de la commande de phase appliquée au SLM pour effectuer un filtrage et entre autre, de type contraste de phase lorsque le déphasage est de $\pi/2$. Le composant se comporte comme un filtre pourvu d'une zone d'atténuation et d'une zone centrale déphasante.

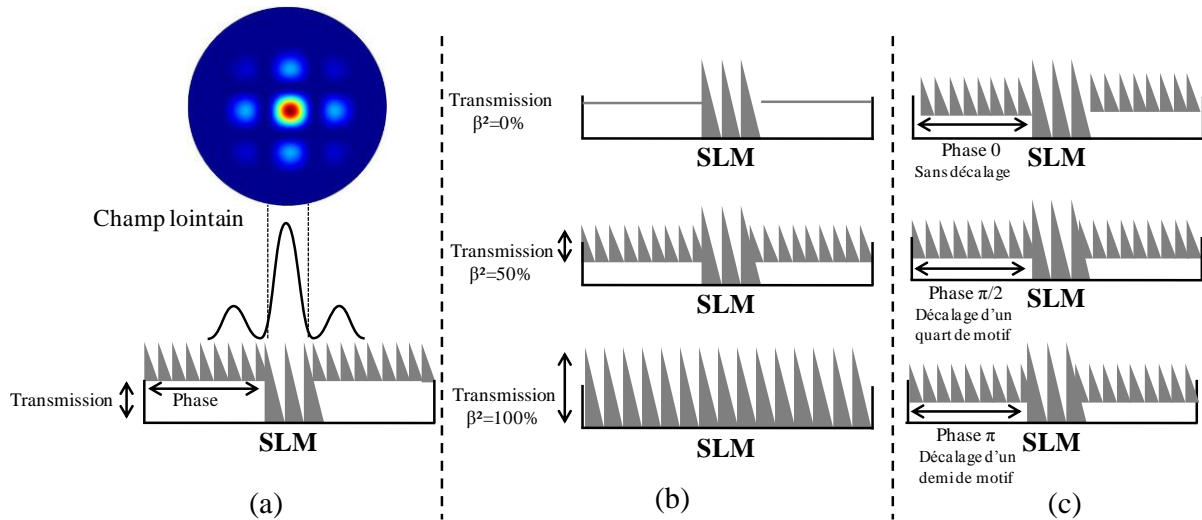


Figure 2-39 : Principe de fonctionnement du SLM pour simuler les effets du filtre d'amplitude et de phase, champ lointain théorique de 4 lasers parfaitement en phase disposés en matrice carrée en champ proche (a), exemple de trois différentes transmissions du filtre (b) et de déphasage (c)

Le filtre élaboré était à deux dimensions et de section carrée. Les longues distances focales de 700mm des deux lentilles ont été choisies pour limiter la densité de puissance sur le SLM (limitée à $2\text{W}/\text{cm}^2$) en utilisant la surface la plus grande possible sur celui-ci. Avec cette focale, la largeur de l'enveloppe de la figure d'interférences est de $L_{env} = \frac{2\lambda F}{\pi\omega_0} = 5,4\text{ mm}$ (où ω_0 est la demi-largeur en $1/e^2$ d'un faisceau élémentaire en champ proche) pour une dimension du SLM de 8,5 mm. Il faut toutefois limiter la puissance délivrée par les lasers car dans un cas idéal de faisceaux en phase, la puissance est concentrée dans le lobe central de la figure d'interférences de section $L^2 = \left(\frac{\lambda F}{p}\right)^2 = 9,3\text{ mm}^2$ (4 émetteurs répartis au sommet d'un carré). La puissance totale incidente sur le SLM ne doit donc pas dépasser 186 mW. Cette puissance est à contrôler en sortie laser en connaissant les caractéristiques du coupleur de sortie dont le taux d'extraction est de 5%.

IV.1.2 Etude des caractéristiques spatiales des faisceaux émis

Nous avons ainsi observé l'évolution de la qualité de cophasage en fonction de la transmission en intensité β^2 appliquée aux fréquences spatiales élevées de la figure d'interférences. Dans cette étape, nous n'avons pas étudié l'influence conséquente de la valeur du rapport γ (largeur de la zone filtrante/taille du lobe central) sur la sélection du mode co-phasé. Ce n'est que lors des réalisations numériques présentées dans la partie IV.2 que nous avons mesuré l'impact de la diffraction par la zone centrale du filtre sur la qualité de la mise en phase. Nous avons choisi une valeur fixe de γ , pour ces mesures égale à 0,7, correspondant à une largeur de la zone déphasante de 2,1mm qui appliquait un déphasage de $\pi/2$ par rapport à la partie périphérique. La synthèse de nos mesures est reportée sur la Figure 2-40 ci-dessous.

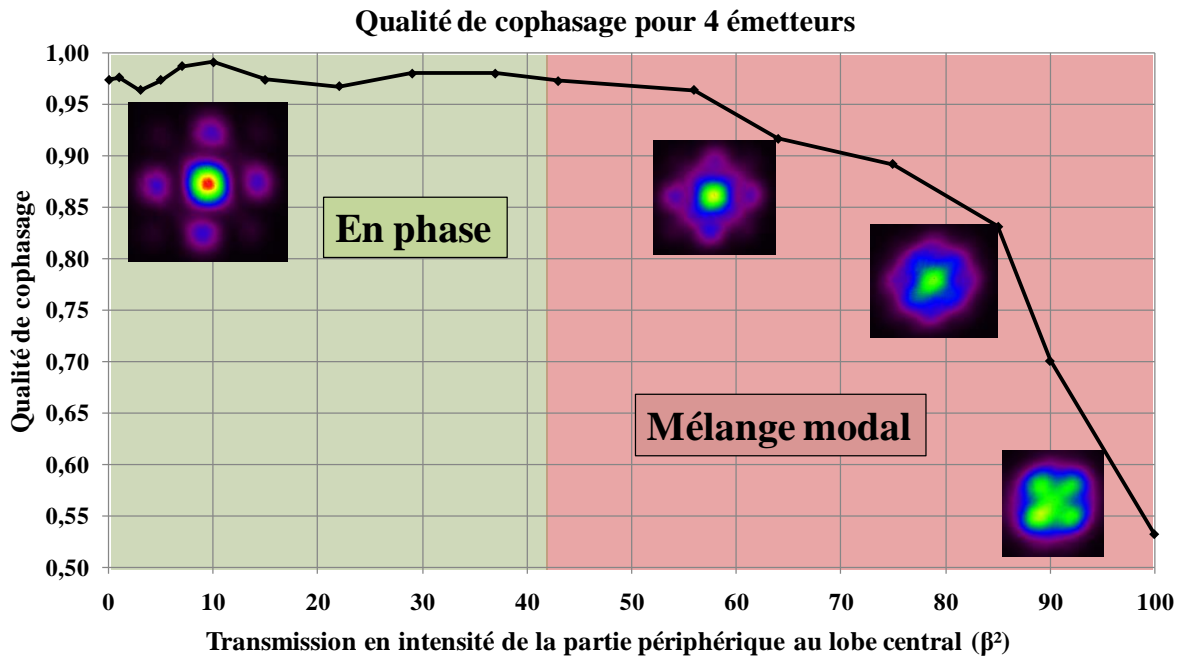


Figure 2-40 : Evolution de la qualité de cophasage en fonction de la transmission en intensité des fréquences spatiales élevées

Comme on peut le voir dans cette première mise en œuvre expérimentale de l'architecture originale proposée, le filtre fonctionne de manière satisfaisante et il s'avère capable de sélectionner le supermode en phase, associé à une qualité de cophasage élevée. Le verrouillage en phase des émetteurs opère de manière satisfaisante, jusqu'à 40% de transmission en intensité (β^2) des fréquences spatiales élevées.

On observe au delà de cette valeur que le supermode en phase n'est plus discriminé ce qui se caractérise par un mélange modal en champ lointain. Pour 90 ou 100% de transmission, on voit que le système semble fonctionner sur des champs en opposition de phase pour lesquels les maxima de champ sont situés sur les minima du supermode en phase.

Cette expérience préliminaire montre que la lame de phase doit avoir une transmission en intensité β^2 préférentiellement faible pour générer un faisceau de forte brillance résultant de la superposition de champs en phase. Pour mieux appréhender si le domaine de valeurs acceptables pour ce paramètre évolue avec le nombre d'émetteurs, nous avons développé un programme sous MATLAB qui est présenté dans la partie IV.2. En effet, nous souhaitons faire fabriquer des lames de phase de tenue au flux bien supérieure à celle du SLM pour expérimenter l'architecture à contraste de phase avec un grand nombre d'émetteurs. Ces lames prennent plusieurs mois pour être approvisionnées, il faut donc affiner le point de fonctionnement et trouver la valeur de β optimale.

IV.2 Etude numérique de la fonction de filtrage

Nous voulons comparer les pertes amenées par le filtre sur des structures de champs en phase ou en opposition de phase. Ce calcul, en régime monochromatique, considère des champs proches aux amplitudes identiques normalisées à 1 et aux phases identiques (pour des champs en phase) ou déphasés de π un émetteurs sur deux (pour des champs en opposition de phase). Un exemple à 9 émetteurs est présenté sur la Figure 2-41.

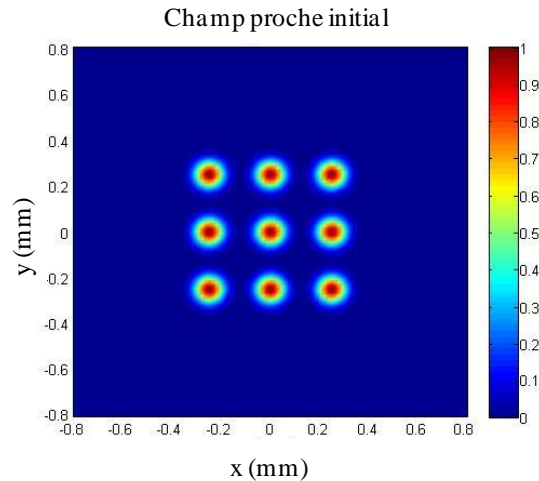


Figure 2-41 : Eclairage en champ proche, avant filtrage, dans le cas de 9 émetteurs disposés en matrice 3x3

Le champ lointain obtenu par transformation de Fourier est multiplié par la fonction de filtrage. La zone déphasante du filtre est de forme carrée comme dans l'étude expérimentale (théoriquement en adéquation avec un champ proche d'enveloppe carrée), elle atténue le signal sur l'axe optique incident de 4% correspondant à la réflexion de Fresnel sur une des faces du filtre qui sera réalisé sur un substrat en verre. Un exemple pour une transmission β^2 nulle des fréquences spatiales élevées et un rapport $\gamma=0,6$ est donné sur la Figure 2-42.

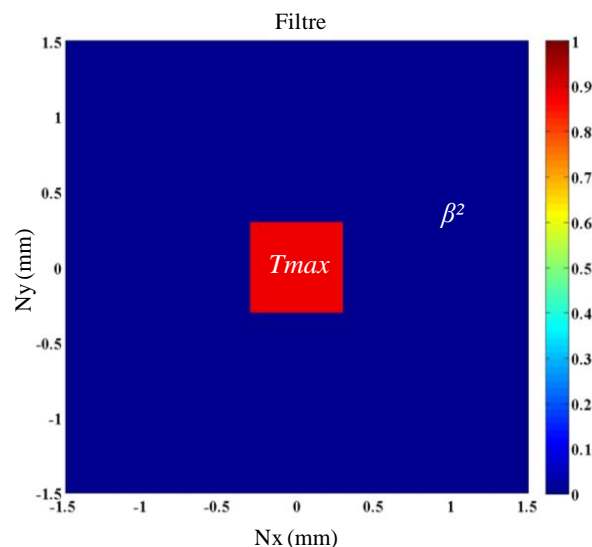


Figure 2-42 : Fonction de filtrage utilisée dans le code numérique en fonction de la transmission en intensité

Les distances focales utilisées ne présentent pas un intérêt premier dans cette étude car elles jouent uniquement sur un rapport d'homothétie. Une seconde transformée de Fourier permet d'observer le champ proche filtré qui sera réinjecté dans les différentes fibres amplificatrices de la cavité. La Figure 2-43 présente un exemple de champ proche filtré considérant des champs initiaux en phase, une valeur de $\gamma=0,6$ et $\beta^2=0,1$.

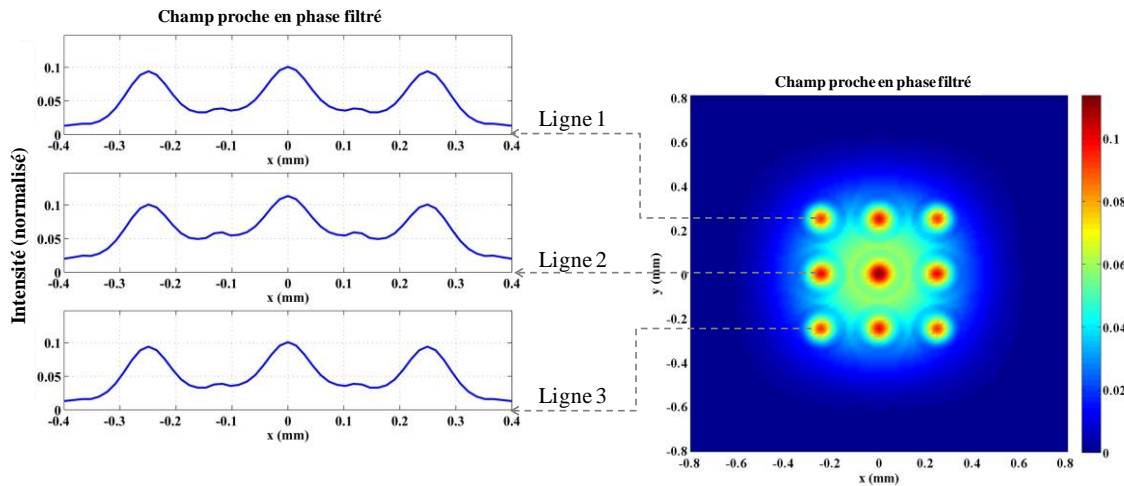


Figure 2-43 : Champ proche après filtrage (à droite) et coupes selon l'axe y correspondantes (à gauche). Cas où les 9 faisceaux produits sont en phase

Nous remarquons que le champ proche filtré est structuré. Ceci est dû aux interférences qui se produisent par la superposition des champs diffractés et ceux ré-imaginés. Lorsque les phases des champs avant filtrage sont identiques, de l'énergie diffractée se retrouve entre chacun des faisceaux élémentaires. La puissance comprise dans ces zones est ensuite perdue à la réinjection dans les fibres amplificatrices.

A l'inverse, lorsque que les champs avant filtrage sont deux à deux en opposition de phase (0π 0π etc...), les interférences donnent des minima d'intensité entre les faisceaux ré-imaginés comme nous le voyons sur la Figure 2-44 ce qui peut réduire les pertes vis-à-vis de la situation précédente.

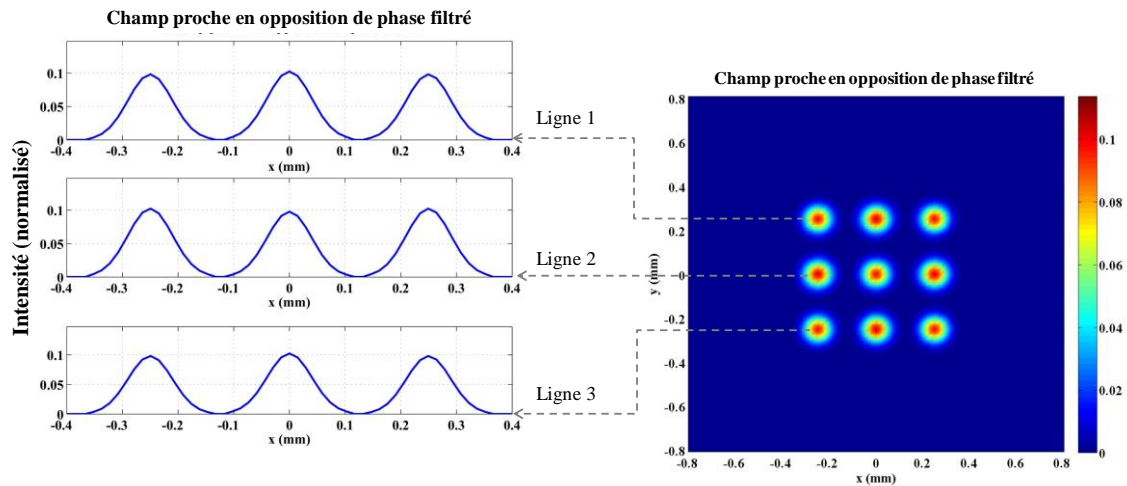
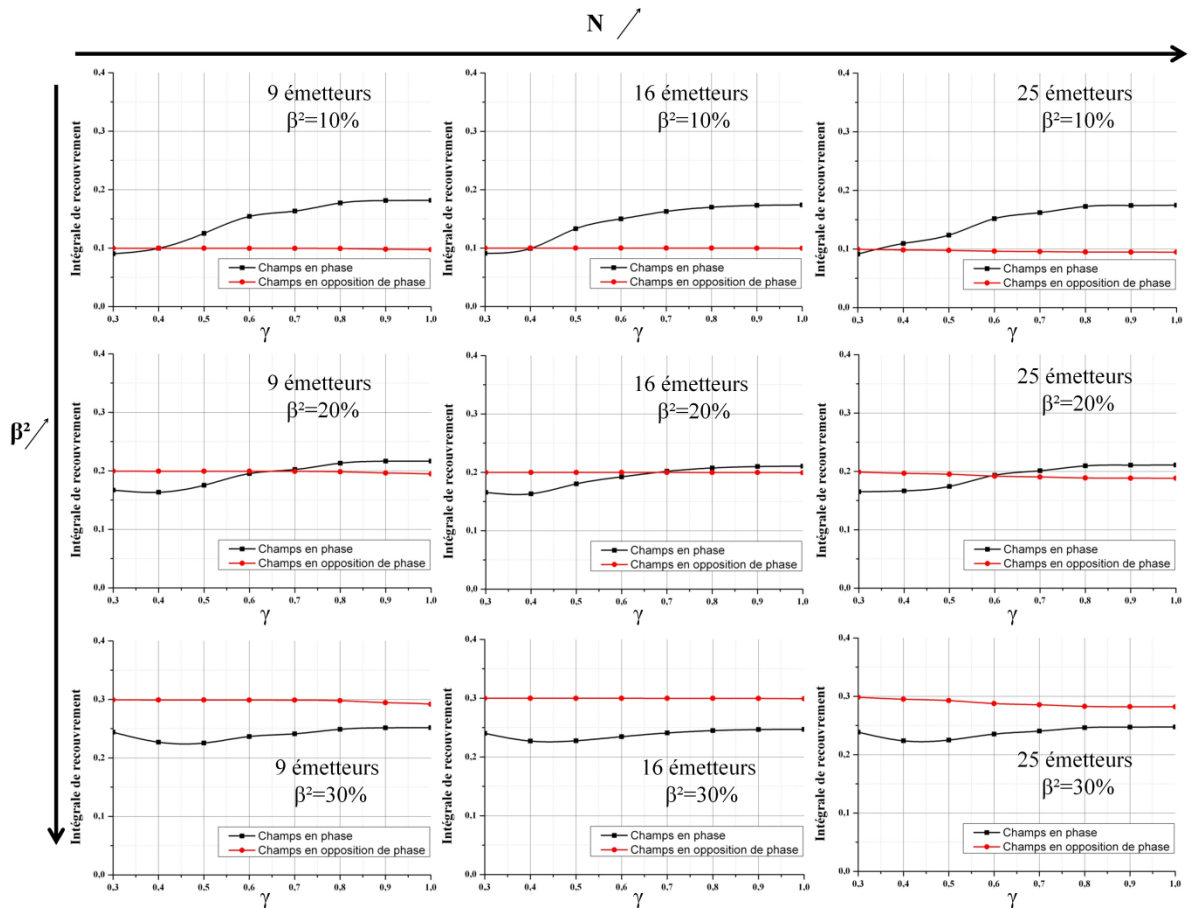


Figure 2-44 : Champ proche après filtrage (à droite) et coupes selon l'axe y correspondantes (à gauche). Cas où les 9 faisceaux produits sont en opposition de phase

C'est la raison pour laquelle, même si le filtre, qui atténue les fréquences spatiales élevées, impose plus de pertes sur le champ résultant de la superposition de faisceaux en opposition de phase, les pertes à la réinjection peuvent être inférieures à celles où les faisceaux sont en phase. Cela explique aussi pourquoi dans l'expérimentation laser précédente (Figure 2-40), il y a une apparition du supermode en opposition de phase. Le laser oscillant sur des structures de champ à moindres pertes, il nous faut donc caractériser finement la limite à partir de laquelle le supermode en opposition de phase présente moins de pertes que celui en phase. Pour connaître les pertes à la réinjection en fonction des structures de champ (en phase ou en opposition de phase) considérées, nous avons calculé les intégrales de recouvrement entre le rayonnement filtré et les modes des fibres dans lequel il est couplé. La Figure 2-45 présente ainsi l'évolution de la valeur de l'intégrale de recouvrement pour des champs en phase et en opposition de phase et pour $N=9, 16$ puis 25 émetteurs et enfin $\beta^2=10, 20$ et 30%.



On remarque que le nombre d'émetteurs n'a que peu d'influence sur les valeurs maximales des intégrales de recouvrement. En revanche, la valeur de la transmission β^2 a un impact notable. On relève que le paramètre γ est également un paramètre sensible. Pour 10% de transmission, lorsque γ est supérieur à 0,4, la tendance est favorable aux champs en phase qui présentent alors un minimum de pertes à la réinjection dans les amplificateurs vis-à-vis des champs en opposition de phase. Dès 20% de transmission, la discrimination entre les deux courbes (cas en phase et en opposition de phase) n'est plus très prononcée et seule une valeur de γ supérieure à 0,7 permettrait de générer des champs cophasés. A 30% de transmission, les pertes sont minimales pour des champs en opposition de phase et ce quelle que soit la valeur de γ .

En conclusion, il est important d'avoir une valeur de β^2 inférieure ou égale à 10% pour que le supermode en phase soit à pertes minimales dans la cavité.

Après ces étapes expérimentale et numérique, nous avons fait fabriquer une lame de phase en silice dont le motif central déphasant de $\pi/2$ (@1089 nm) était de largeur $a=0,45$ mm. Aucun traitement réfléchissant n'est appliqué sur la partie centrale, seule la réflexion de Fresnel de 4% inévitable sur le verre est présente. La partie périphérique quant à elle présente une réflexion de 1-

$\beta^2=90\%$ appliquée à l'aide d'un traitement diélectrique. Pour éviter tout retour parasite dans la cavité, toute la face arrière de la lame de phase est traitée antireflet à la longueur d'onde d'étude. La Figure 2-46 présente les caractéristiques détaillées de la lame de phase conçue sur les bases des résultats précédents et que nous avons utilisée dans les expérimentations du chapitre 3.

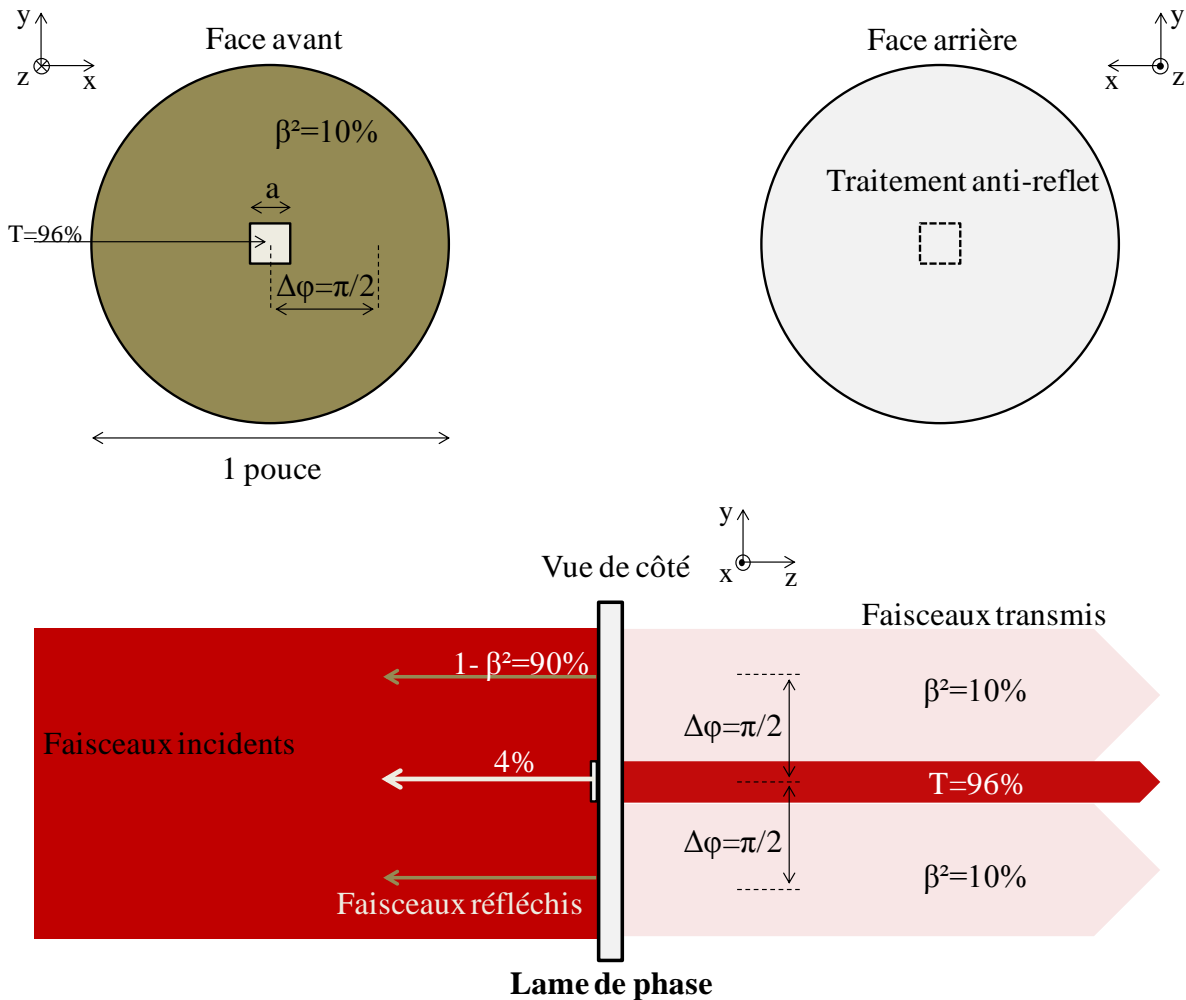


Figure 2-46 : Caractéristiques de la lame de phase

Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté la nouvelle architecture de mise en phase passive à rétroaction multiple exploitant un filtre à contraste de phase et des non-linéarités résonnantes dans les amplificateurs. Cette architecture innovante a pour but de dépasser les limitations des architectures de mise en phase passive dite standard et à rétroaction uniforme. En effet, l'opération de contraste de phase assure le codage des phases relatives des différents émetteurs sur leurs amplitudes respectives. Cette dépendance de l'amplitude à la phase va permettre de compenser certains écarts de phases résiduels entre les sous-cavités par la mise en jeu des non-linéarités de gain et les couplages gain-phase dans les amplificateurs lasers.

Le codage phase/amplitude dû à l'opération de contraste de phase a été étudié numériquement en fonction des caractéristiques en transmission de la lame de phase introduite dans le montage 4f. Nous avons alors relevé que la transcription des écarts de phase en variation d'intensité était réalisable et particulièrement contrastée avec une transmission faible (~10%) des fréquences spatiales élevées.

J'ai ensuite amélioré et étendu un code de calcul sous MATLAB pour prévoir le fonctionnement de cette nouvelle architecture de laser à voies multiples. Selon une étude bibliographique des non-linéarités résonnantes dans les amplificateurs lasers, le déphasage non linéaire est proportionnel au gain saturé dans l'amplificateur avec un coefficient de proportionnalité α choisi égal à 1 ou 2. Des situations d'émission laser en régime de phases synchronisées ont été obtenues. Nous avons déterminé l'évolution du spectre laser et de la qualité de cophasage en fonction du nombre d'émetteurs N à cophaser. Nous avons ainsi constaté l'apport conséquent de cette nouvelle architecture vis-à-vis des configurations standards à rétroaction uniforme : elle affiche une qualité de cophasage plus de deux fois supérieure lorsque le nombre d'émetteurs est important (25). De plus, la qualité de cophasage est d'autant plus grande que le coefficient de couplage gain-phase α dans les amplificateurs est prononcé.

C'est pourquoi nous avons essayé de mesurer ce coefficient dans les amplificateurs CILAS qui seront utilisés ensuite pour la construction du laser final. Pour ce faire, j'ai construit un interféromètre contenant dans un des deux bras, l'amplificateur CILAS à tester. Nous avons ainsi mesuré la valeur α dans différentes configurations de gain, de puissance signal et de longueur d'onde. Les valeurs trouvées, autour de 8, sont étonnement élevées vis-à-vis des valeurs calculées théoriquement de manière numérique ou semi-analytique (autour de 1-2). Nous avons discuté des possibles causes de l'écart important entre la théorie et la pratique.

Nous nous sommes ensuite intéressés à l'étude et au dimensionnement du filtre envisagé pour le couplage des lasers et la transformation phase/intensité. Dans ce contexte, une première réalisation expérimentale de laser à rétroaction multiple à 4 émetteurs a été faite en utilisant un filtre d'amplitude et de phase modulable. Un fonctionnement co-phasé a été obtenu et le filtre reconfigurable (matrice de cristaux liquides) a permis de cerner l'impact du coefficient de réjection des hautes fréquences

spatiales. Ces résultats ont ensuite été affinés par un travail de modélisation permettant de déterminer les jeux de paramètres pour discriminer au mieux le supermode fondamental. Nous en avons conclu que le filtre doit avoir une faible transmission des fréquences spatiales élevées, d'une part pour effectuer un codage phase/amplitude le plus contrasté possible, d'autre part pour sélectionner le supermode en phase.

Nous avons alors fait fabriquer un jeu de lames de phase en silice suivant les caractéristiques qui nous sont apparues les plus propices au fonctionnement cophasé. Elles seront utilisées dans les phases expérimentales du chapitre 3.

Bibliographie

Christopher J. Corcoran Frederic Durville Passive Phasing in a Coherent Laser Array, Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2008.

Foster Scott Complex Susceptibility of Saturated Erbium-Doped Fiber Lasers and Amplifiers, IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, 2007, Vols. VOL. 19, NO. 12.

Guillot Julien Laser à fibres auto-organisé à faisceaux multiples couplés, mémoire de thèse, 2011.

Khaleghi Hamidreza [et al.] Performances des SOA sur une large bande passante optique dans un système de transmission optique CO-OFDM - Marseille : JNOG, 2011.

Chapitre 3

Caractérisation expérimentale de l'architecture à contraste de phase avec la montée en nombre d'émetteurs

Introduction

Suite aux études préliminaires des procédés que nous voulons mettre en coopération pour la synchronisation d'un ensemble de lasers, il est à présent important d'observer le fonctionnement de l'architecture à contraste de phase dans la pratique.

L'objectif était d'observer l'évolution de la qualité de cophasage en fonction du nombre d'émetteurs mis en jeu, et d'apprécier la différence de performance avec la configuration à rétroaction uniforme. Pour ce faire j'ai construit un montage expérimental permettant de passer rapidement d'une configuration à rétroaction uniforme à une configuration à contraste de phase. Nous avons utilisé des amplificateurs à fibre dont les sorties étaient disposées périodiquement dans une géométrie en matrice carré. Le nombre maximum d'amplificateurs à notre disposition était de 20. Ils ont été fabriqués et fournis par la société CILAS. Nous avons ainsi testé le fonctionnement de ces architectures pour 4 (2x2), 9 (3x3), 16 (4x4) et enfin 20 (4x5) lasers couplés. Nous avons effectué une étude systématique dans chaque cas pour déterminer le niveau de cophasage à partir des enregistrements en champ lointain et champ proche. Nous avons ensuite imaginé des méthodes d'optimisation du processus de mise en phase lorsque la qualité de cophasage ne correspondait pas aux résultats attendus et prédits par le chapitre 2. Dans un cas particulier à 9 émetteurs nous avons comparé l'apport de la nouvelle architecture par rapport aux architectures standard à rétroaction uniforme. La qualité de cophasage et sa stabilité ont été mesurées. La distribution du gain à l'intérieur de chaque bras laser a été identifiée comme un point critique. Nous avons de plus développé de nouvelles lames de phase dans le but de minimiser les pertes amenées par ce filtre d'amplitude et de phase.

I Mise en phase de quatre lasers

I.1 Montage expérimental

Au début de cette étude, nous n'avions que quatre amplificateurs lasers à notre disposition. Nous avons repris ainsi la disposition précédente utilisée pour l'optimisation de la zone filtrante. La différence principale se situe au niveau du dispositif de couplage qui est cette fois fixe, réalisé par une lame de phase en substrat de silice. Le dispositif expérimental utilisé est présenté sur la Figure 3-1 où les composants optiques ne seront pas redétaillés.

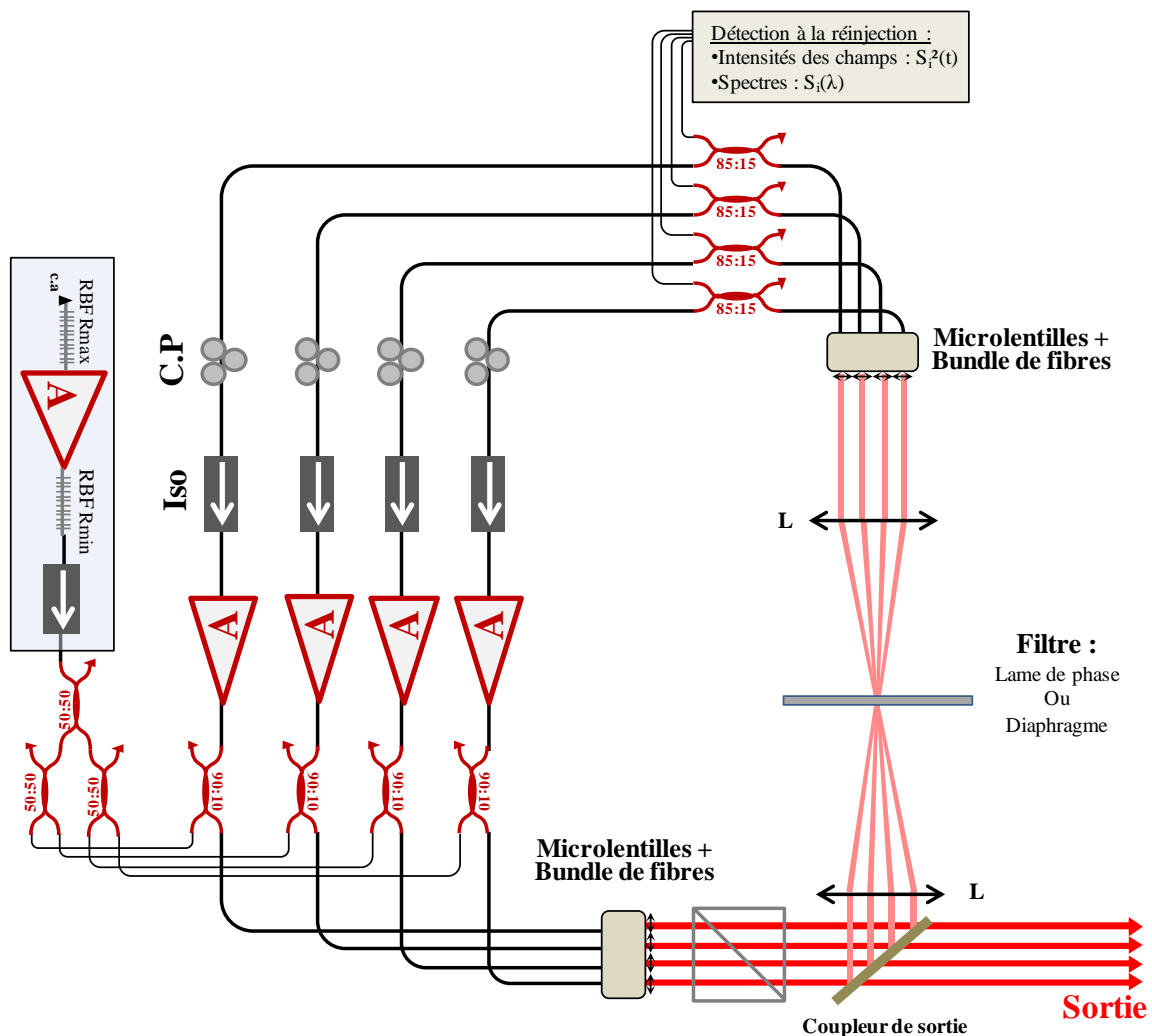


Figure 3-1 : Dispositif expérimental de la mise en phase passive de 4 lasers pour laquelle l'architecture étudiée (à rétroaction uniforme ou contraste de phase) dépend du filtre utilisé (diaphragme ou lame de phase)

Nous avons également utilisé dans les phases d'études comparatives un diaphragme que l'on substituait à la lame de phase. Avec le diaphragme c'est la partie centrale du champ lointain (sur l'axe optique) qui est sélectionnée et réinjectée dans chaque voie pour établir une rétroaction uniforme. La géométrie de ce second filtre est présentée de la même manière que la lame de phase sur la Figure 3-2.

La dimension de son ouverture est choisie identique à celle du motif central de la lame de phase (0,45mm).

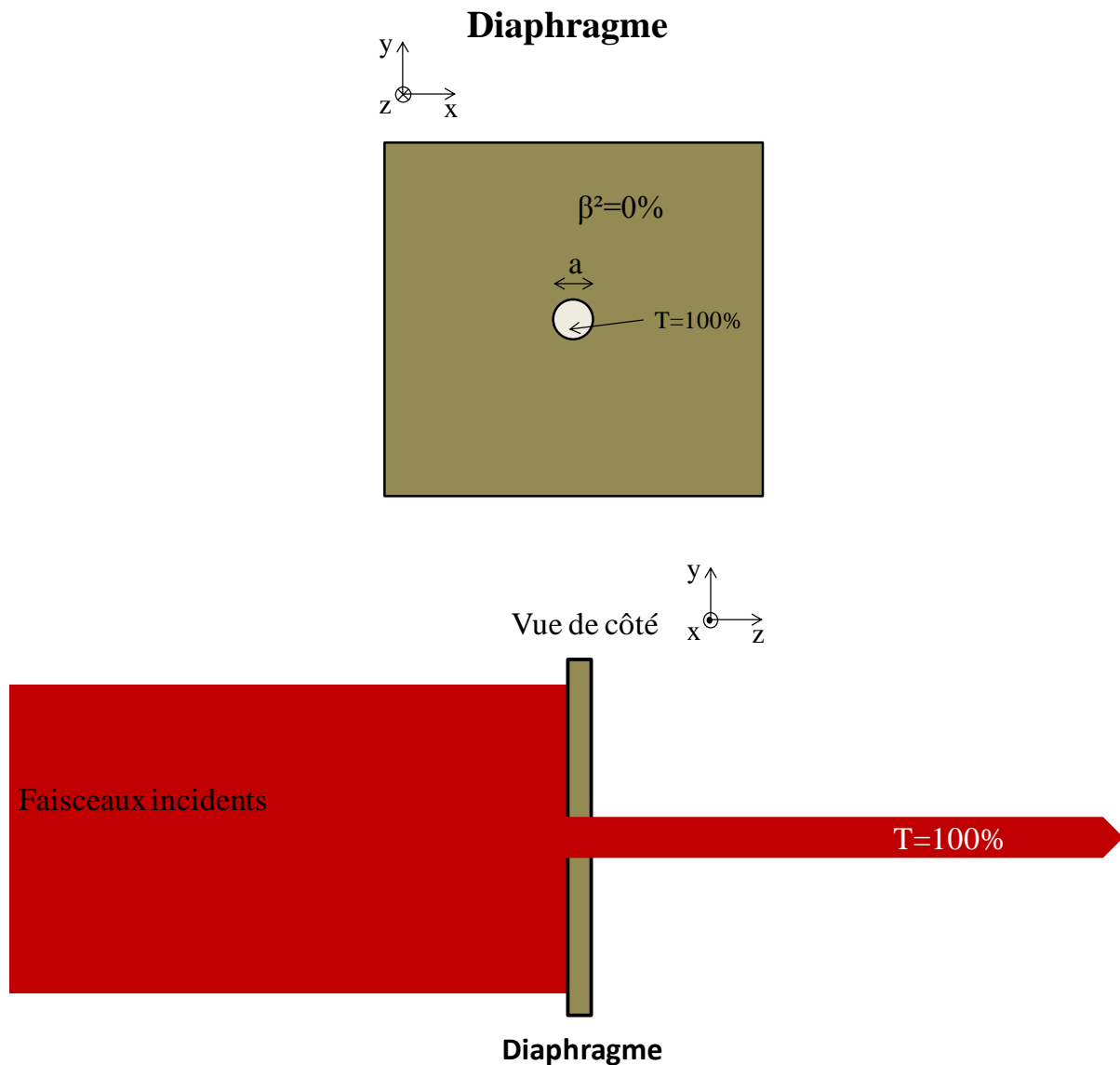


Figure 3-2 : Représentation du diaphragme utilisé comme filtre dans l'architecture à rétroaction uniforme

La Figure 3-3 nous montre une photo du montage et la position des différents éléments d'optique sur le marbre. Elle ne changera pas fondamentalement pour les prochaines expérimentations ($N>4$), seules les distances focales des lentilles du dispositif de couplage seront adaptées pour faire évoluer le rapport γ .

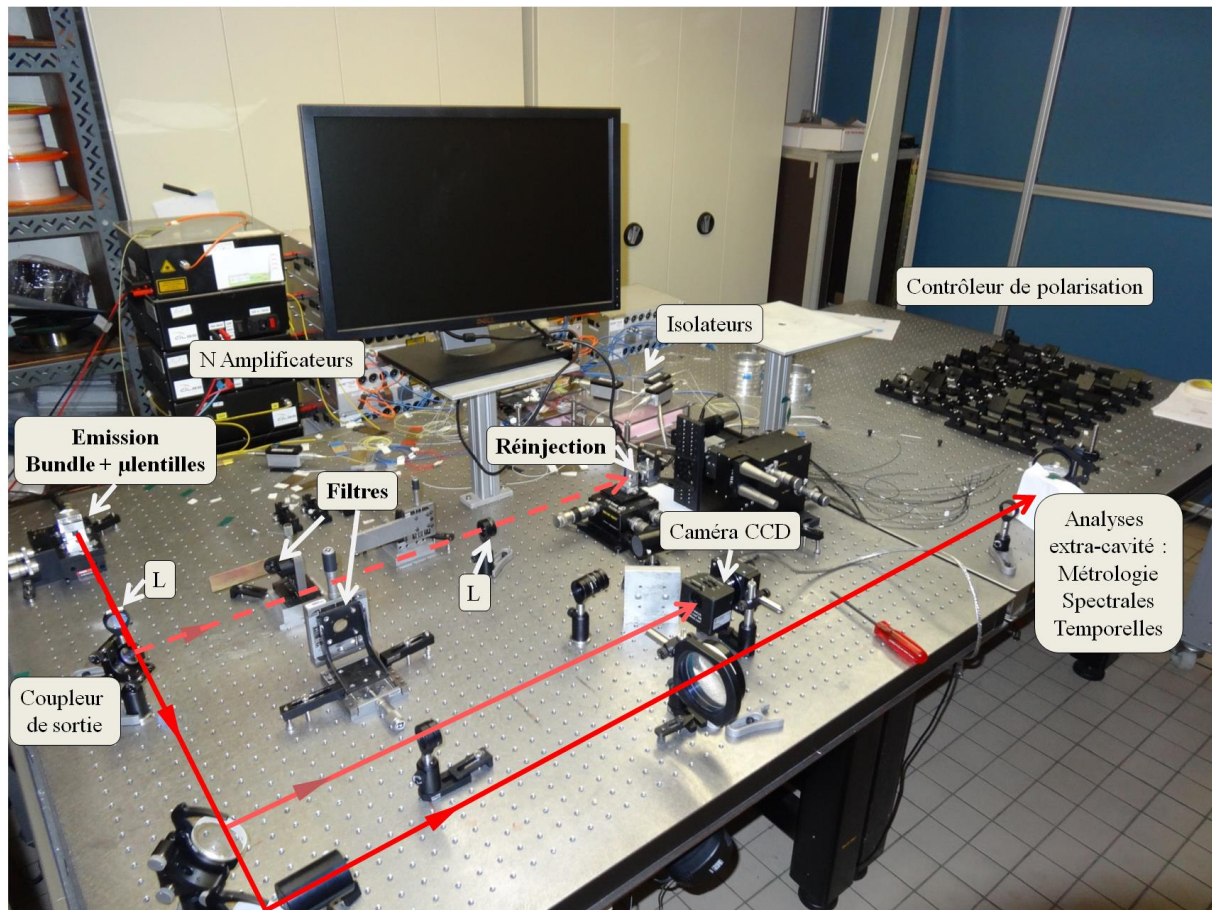
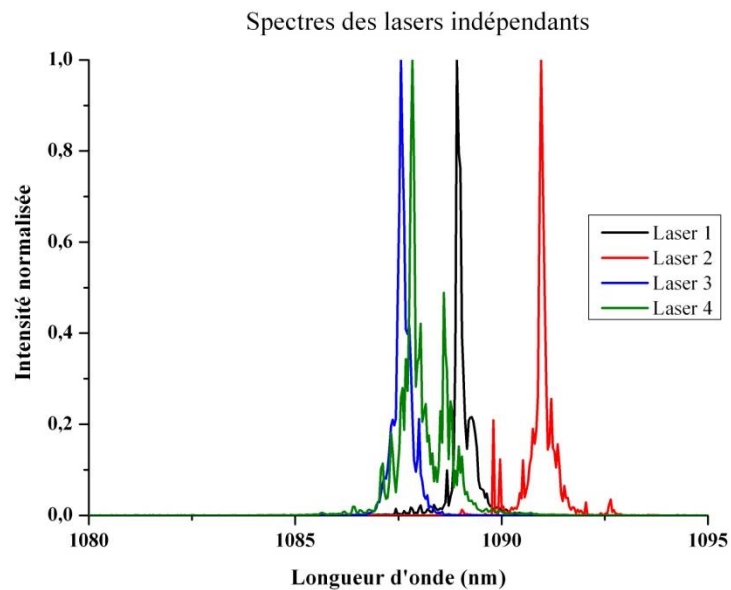


Figure 3-3 : Photographie du dispositif expérimental de mise en phase passive de N bras lasers pour l'étude des architectures à rétroaction multiple à contraste de phase (par l'utilisation de la lame de phase) et à rétroaction uniforme (par l'utilisation du diaphragme)

Si il n'y a pas de filtre intracavité, les lasers oscillent indépendamment les uns des autres. Leurs spectres, présentés Figure 3-4 sont proches de 1089 nm et ne diffèrent pas de plus de 4 nm. Les raies des différents lasers, très étroites, sont centrées sur le maximum de gain que présente chaque amplificateur dans les différentes sous-cavités.



Dans cette première réalisation, les paramètres du filtre de phase étaient $\beta^2=0,1$, $\gamma=0,7$ et le coupleur de sortie avait une réflectivité de 83%.

1.2 Caractérisation de la mise en cohérence

Après avoir procédé aux réglages de la cavité et à l'optimisation du positionnement du filtre à contraste de phase, j'ai enregistré le champ lointain reproduit Figure 3-5. Cette figure d'interférence très contrastée atteste d'un fonctionnement cohérent et synchrone de l'ensemble des quatre lasers. Le niveau de cophasage a été déterminé à partir d'une comparaison avec le champ lointain idéal (phases parfaitement identiques).

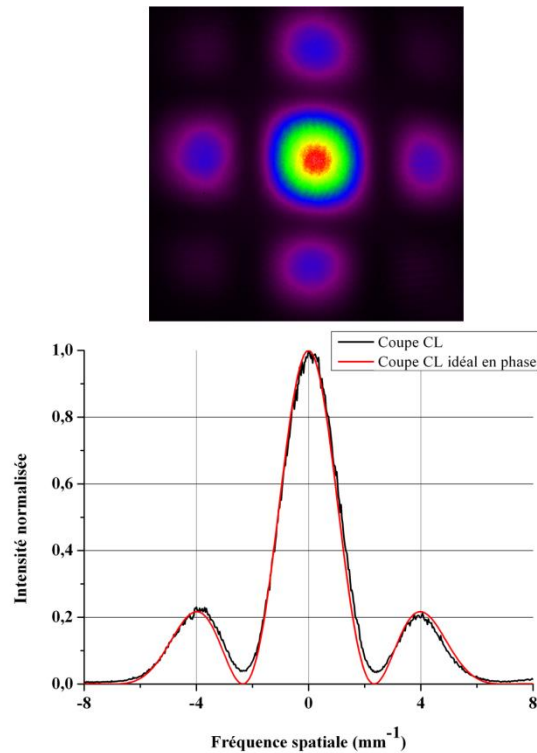


Figure 3-5 : Champ lointain mesuré extra-cavité de l'architecture à contraste de phase, 4 lasers couplés et coupe correspondante normalisée suivant l'axe des fréquences spatiales N_x comparée au cas idéal en phase ; CL : Champ Lointain

La difficulté ici est qu'il n'existe pas de moyen de mesurer directement la puissance crête idéale en phase expérimentale. Par contre, elle peut être calculée à partir de la mesure en champ lointain des puissances crêtes \hat{P}_i de chaque faisceau pris indépendamment. La puissance crête idéale étant obtenue lorsque tous les faisceaux sont en phase, on a :

$$\hat{P}_{id\acute{e}ale\ en\ phase} = \left| \sum_i \sqrt{\hat{P}_i} \right|^2 \quad [\text{III-1}]$$

Pour ce faire nous affichons conjointement un champ proche et un champ lointain extra-cavité. Après avoir repéré le barycentre du faisceau combiné en champ lointain, nous pouvons mesurer les puissances crêtes (toujours en champ lointain) des différents faisceaux émis. Nous filtrons alors en champ proche (à l'aide d'un simple diaphragme) les faisceaux élémentaires un par un. La Figure 3-6 présente le dispositif expérimental utilisé pour la mesure de Q .

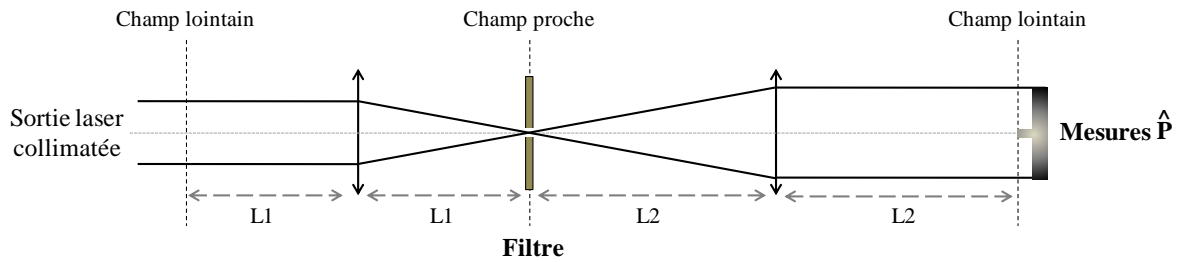


Figure 3-6 : Dispositif expérimental utilisé pour la mesure de la qualité de cophasage

Par cette opération nous prenons en compte les défauts de pointé éventuellement introduits par le bundle de fibre. Dans le calcul de la qualité de cophasage il faut aussi considérer les pertes éventuelles (T) amenées par la diaphragmation. Nous mesurons alors la puissance crête d'un seul émetteur et sans filtre. Nous la comparons ensuite à la puissance crête obtenue lorsque le filtre (diaphragme) sélectionne ce même faisceau dans le champ proche extra-cavité. La différence des puissances crêtes en champ lointain nous donne ainsi le rapport de pertes T par diaphragmation. De plus, nous utilisons des densités optiques (rapport D) pour effectuer les mesures relatives entre les puissances combinées et indépendantes (rapport N^2 dans un cas idéal) qu'il faut aussi prendre en compte.

Ainsi le calcul de la qualité de cophasage est effectué à partir de l'expression [III-2] :

$$Q = \frac{\hat{P}_{mesurée}}{\frac{1}{D} (\sum \sqrt{\frac{\hat{P}_i}{T}})^2} = \frac{\hat{P}_{mesurée}DT}{(\sum \sqrt{\hat{P}_i})^2} \quad \text{[III-2]}$$

La qualité de cophasage dans ce dernier cas (Cf Figure 3-5) a été estimée à 87%, cette valeur est associée à un contraste de la figure d'interférence de 93%. Il est possible de donner une correspondance entre qualité de cophasage et écarts de phases quadratiques moyens en utilisant l'équation ci-dessous [Nabors, 1994] :

$$\sigma_\phi = \sqrt{-\ln\left(\frac{Q - \frac{1}{N}}{1 - \frac{1}{N}}\right)} \quad \text{[III-3]}$$

Pour une valeur de $Q=87\%$ et $N=4$, σ_ϕ est de l'ordre de $\lambda/14$.

Comme vu précédemment, il existe souvent des possibilités de congruences modales avec seulement 4 lasers couplés lorsque la bande de gain reste large et lorsque les longueurs sont disparates. A ce stade de l'étude, il est donc difficile de cerner le bénéfice de la nouvelle architecture.

1.2.1 Co-phasage dans une situation défavorable

A la suite des observations précédentes nous avons décidé de nous rapprocher du fonctionnement de la cavité composite avec un grand nombre de lasers tout en restant dans une géométrie à 4 voies. Lorsque le nombre de lasers mis en jeu augmente, le nombre de congruences modales diminue de manière quasi exponentielle. Pour diminuer le nombre de congruences modales qui dépend étroitement du produit $\sigma_L \cdot \Delta\lambda$ nous avons deux options. La première consisterait à réduire la bande spectrale d'émission $\Delta\lambda$ avec un filtre spectral, mais celui-ci amènerait trop de pertes intracavité. La deuxième solution, que nous avons choisie, est de réduire les différences de chemins optiques entre les sous-cavités (représenté par la valeur de l'écart quadratique moyen σ_L). J'ai ainsi pu réduire les différences de chemins optiques initialement métriques entre les sous-cavités à des valeurs de l'ordre du millimètre. Je me suis appuyé dans cette démarche sur la mesure de l'intervalle spectral libre (ISL) de chaque voie de la cavité. Ces mesures ont été effectuées avec une photodiode et un analyseur de spectre électrique. Pour augmenter la précision de la mesure, j'ai pris comme référence la dixième harmonique, soit $10 \times \text{ISL}$. J'ai ensuite repéré la cavité laser la plus longue. Par l'ajout successif de longueurs de fibres passives sur les autres sous-cavités, j'ai réduit l'écart maximal de chemin optique à une valeur de l'ordre de 2mm. La cavité la plus longue faisait ainsi 40,747m et la plus courte 40,745m.

La diminution du nombre de congruences modales s'accompagne d'une instabilité de la puissance combinée (sur l'axe optique en champ lointain) et simultanément elle réduit la qualité de cophasage moyennée. Nous avons donc mesuré la stabilité de la puissance des faisceaux combinés et nous avons effectué une comparaison entre les deux architectures (à rétroaction uniforme et à contraste de phase). En complément, nous nous sommes intéressés aux fluctuations de puissance des faisceaux réinjectés dans les amplificateurs après filtrage et ce, conjointement à la puissance combinée sur l'axe optique. Pour ce faire, nous avons enregistré à l'aide du jeu de coupleurs en aval du bundle de fibres de collection (voir Figure 3-1) les puissances réinjectées dans chacune des 4 fibres amplificatrices. La Figure 3-7 présente un enregistrement typique relatif à l'architecture à rétroaction uniforme. Les fluctuations en puissance de la somme cohérente des champs sont en trait plein et celles des quatre faisceaux réinjectés dans les amplificateurs sont en traits pointillés. Les valeurs affichées ont été normalisées à leurs puissances moyennes et correspondent ici à 2 secondes d'enregistrement.

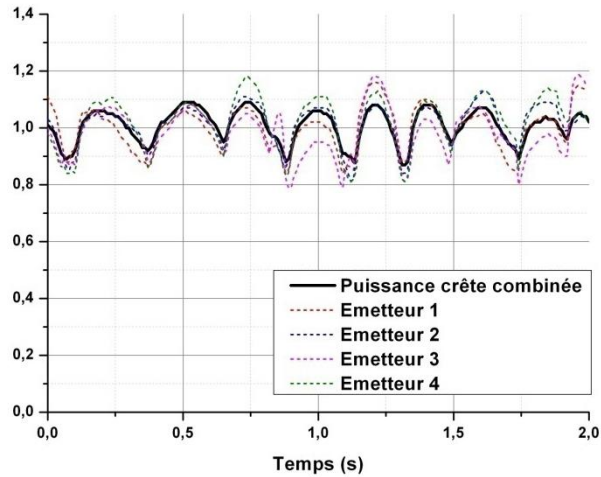


Figure 3-7 : Fluctuations temporelles de la puissance crête combinée sur l'axe optique (trait plein) et des puissances réinjectées après filtrage dans les 4 bras amplificateurs (traits pointillés) de l'architecture à rétroaction uniforme

Comme nous l'observons sur ce dernier graphique, la raréfaction des modes longitudinaux communs aux quatre sous-cavités induit de fortes fluctuations de la puissance combinée dans le temps. Les fluctuations crêtes à crêtes de la puissance sur l'axe mesurées sur une échelle de temps de 10s sont de 24% et l'écart type de 7%. On notera que les puissances retournées vers les différents amplificateurs évoluent de manière synchrone avec la puissance combinée conformément au principe des architectures standards à rétroaction uniforme.

Pour confirmer l'insuffisance de congruence modale, il suffit d'observer les spectres en sortie laser présentés Figure 3-8.

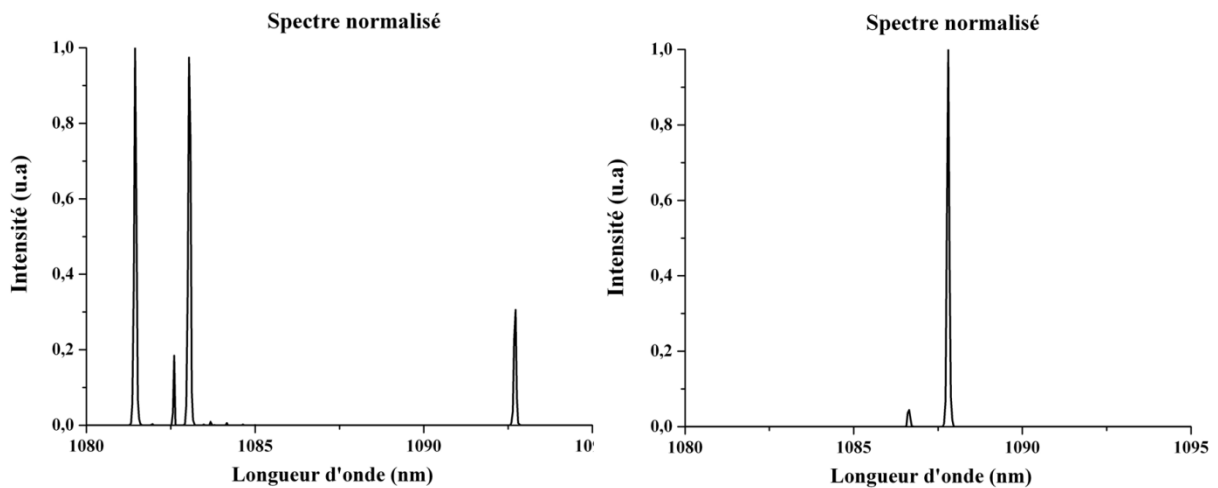


Figure 3-8 : Deux exemples de densité spectrale d'émission du laser à 4 bras amplificateurs couplés par une rétroaction uniforme (filtrage par diaphragme)

Dans l'exemple de gauche on observe seulement quatre raies lasers réparties sur une bande large, au moins deux fois plus large que celle contenant les raies d'émission des quatre lasers

indépendants (sans filtrage intracavité, voir Figure 3-4). L'exemple de droite est quant à lui encore plus critique car il n'existe plus qu'une seule raie partagée par les sous-cavités. Lors de la raréfaction de congruences modales, la cavité composite favorise les modes de moindres pertes, c'est-à-dire de « meilleure » efficacité de cophasage correspondant à des longueurs d'onde plus loin dans la bande de gain. Ces modes communs à l'ensemble des bras lasers ne sont pas forcément en phase. Il existe un compromis entre les pertes/gain liés aux modes communs de la cavité en phase, ou en tout cas de moindre défaut de phase, et celui lié à la bande de gain. C'est pourquoi la bande spectrale d'émission peut être plus large que celle délimitée par les quatre lasers sans contrainte de couplage. De plus, les perturbations environnementales qui modifient les longueurs optiques des cavités changent en permanence les relations de phase entre les rayonnements émis. L'efficacité de cophasage évolue donc, entraînant une fluctuation de la puissance combinée. Par voie de conséquence les pertes intracavité changent, ce qui conduit aussi à une fluctuation de la puissance de sortie globale du laser composite.

A cette étape, nous nous étions assuré d'avoir suffisamment réduit les longueurs de chemin optique entre les sous-cavités pour simuler le comportement d'un grand nombre de lasers en termes de spectre d'émission et de fluctuation de puissance combinée. Avec ce même jeu de longueurs, nous sommes donc passés à la caractérisation de l'architecture à rétroaction multiple utilisant pour filtre la lame de phase. De la même manière, les fluctuations en puissance de la somme cohérente des champs lasers et des différentes rétroactions ont été enregistrées. Un enregistrement typique est présenté sur la Figure 3-9.

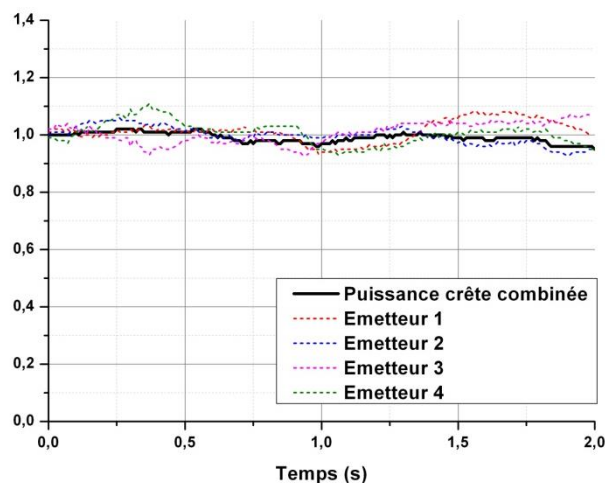


Figure 3-9 : Fluctuations temporelles de la puissance crête combinée sur l'axe optique (trait plein) et des puissances réinjectées après filtrage dans les 4 bras amplificateurs (traits pointillés) de l'architecture à contraste de phase

On relève immédiatement que les fluctuations de la puissance combinée sont notablement réduites par rapport au cas précédent. Les fluctuations crête à crête mesurées sur 10s étaient de 9,5%

avec un écart type de 0,5%. Cette dernière valeur est 14 fois plus faible que celle mesurée dans le cas de l'architecture à rétroaction uniforme. Deuxième point intéressant, il n'y a plus de lien homothétique direct entre les fluctuations de puissances des différentes rétroactions et celles de la puissance combinée. De plus, les puissances renvoyées vers les différentes voies après filtrage ne suivent pas non plus des évolutions synchrones. Ces observations sont compatibles avec le comportement attendu pour le fonctionnement du dispositif à contraste de phase. Les rétroactions sont en effet susceptibles d'évoluer suivant l'écart de phase à corriger, cet écart étant propre à chaque canal. Une autre différence de comportement avec la configuration classique apparaît avec l'observation du spectre du laser. Deux exemples d'enregistrement sont illustrés Figure 3-10.

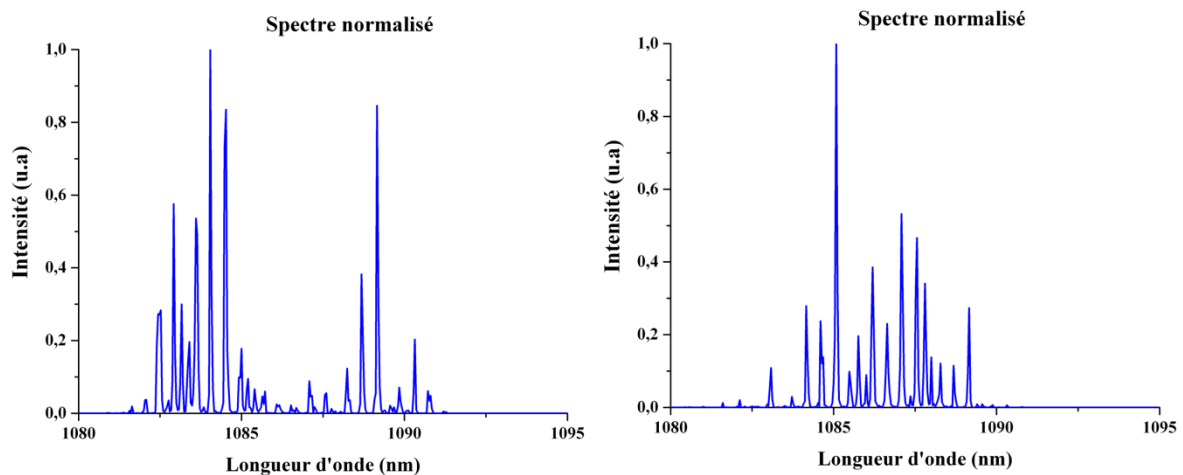


Figure 3-10 : Exemples de densités spectrales de puissance du laser à 4 bras amplificateurs couplés dans une architecture à contraste de phase

Le spectre occupe un domaine spectral (entre 5 et 9nm) un peu moins large mais l'effet le plus significatif reste le nombre de raies lasers bien supérieur au cas de l'architecture à rétroaction uniforme. La meilleure stabilité du faisceau combiné peut s'expliquer alors par ce nombre plus élevé de coïncidences fréquentielles dans la bande de gain. Les variations de longueurs ne vont altérer profondément ni l'allure des spectres ni la sommation cohérente des champs.

II Mise en phase de neuf lasers

Suite à cette première étape expérimentale aux résultats encourageants, nous avons poursuivi l'exploration du mode de fonctionnement de l'architecture à contraste de phase avec un nombre plus élevé de bras amplificateurs. Avant tout nous nous replaçons dans une situation où les longueurs des différentes sous-cavités sont très dispersées. Ainsi j'ai rallongé tous les bras lasers sauf un de manière incrémentale par saut d'approximativement 1 m (+1m pour la deuxième cavité, +2m pour la troisième, etc...). La loi d'évolution des longueurs n'a pas d'impact sur le verrouillage en phase comme l'a

montré S.Auroux dans son manuscrit de thèse [Auroux, 2011], seul compte l'écart quadratique moyen. Avec la démarche suivie, il était de 2,6 m.

II.1 Evolution du montage

Suite à la réception de cinq nouveaux amplificateurs, j'ai pu construire une cavité laser à 9 bras couplés. Celle-ci est présentée sur la Figure 3-11. Comme les filtres utilisés sont les mêmes qu'auparavant, les focales des lentilles (L) du dispositif de couplage ont du être changées pour tenir compte de l'élargissement de la surface couverte par la matrice de faisceaux.

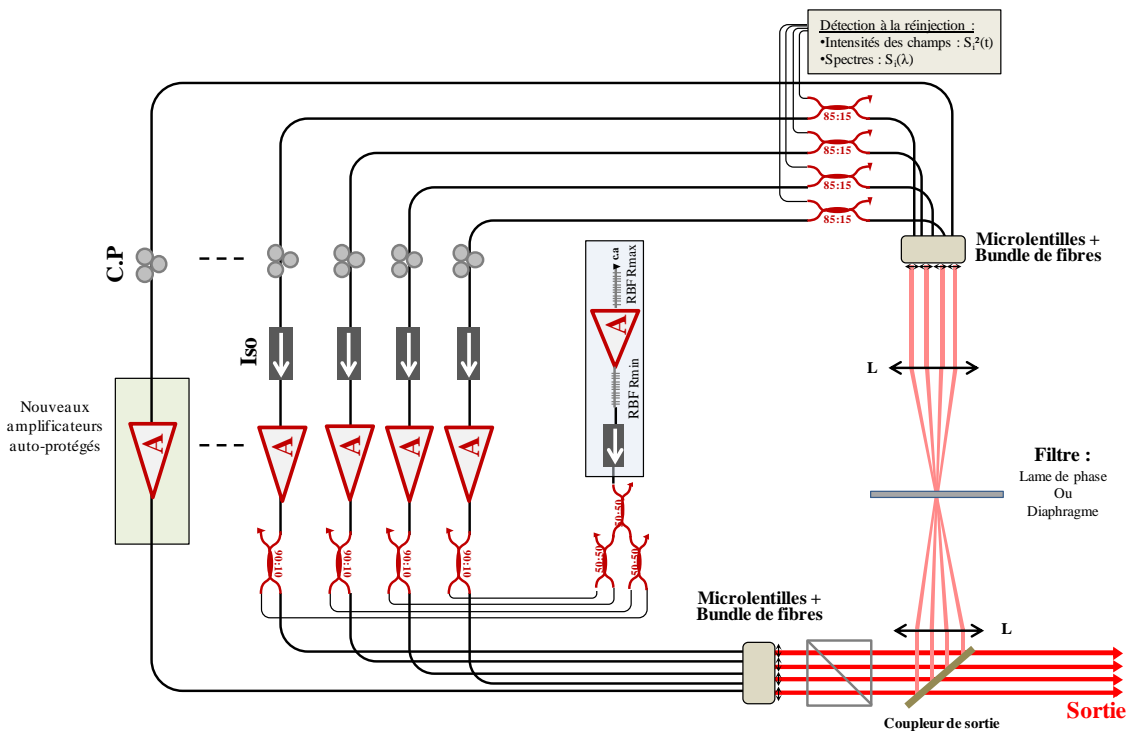


Figure 3-11 : Architecture expérimentale de mise en phase passive à N lasers couplés utilisant de nouveaux amplificateurs auto-protégés

Les nouveaux amplificateurs disposent chacun d'un système d'autoprotection. Pour mémoire, la dynamique des amplificateurs à fibre Yb est peu compatible avec des évolutions brutales des pertes de la cavité comme lors des phases de réglage. La génération d'impulsions géantes qui en résulte par auto-déclenchement se termine souvent par la destruction d'une face de fibre ou d'un composant. Des protections sont donc nécessaires. Elles s'appuient dans notre cas sur la consommation de l'inversion de population par une autre émission laser (autre cavité et autre longueur d'onde). Cette dernière n'est privilégiée que lorsque la cavité laser principale se retrouve désalignée ou interrompue et qu'elle n'alimente plus l'amplificateur. Le schéma de ces nouveaux amplificateurs auto-protégés est présenté Figure 3-12. Le laser de protection oscille entre deux faces de fibre à clivage droit : celle de la sortie d'un coupleur intégré (95 :5) et celle de l'extrémité de la fibre soudée au bundle d'émission. Il est de plus possible de relever la puissance incidente sur l'amplificateur par l'observation de la deuxième

sortie de coupleur nommée $P_{in\ monitor}$. Ainsi nous pouvons nous passer de sources de protection externes pour ces derniers bras lasers.

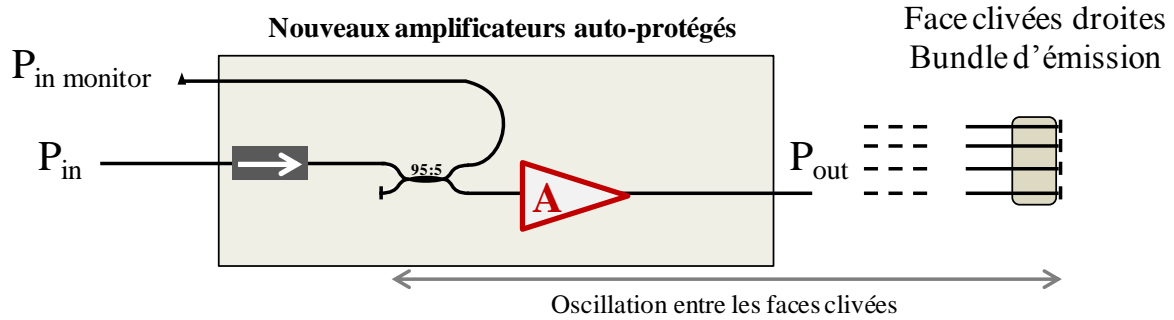


Figure 3-12 : Schéma du boîtier intégrant un amplificateur et une cavité de protection

II.2 Premiers résultats

Après les phases de réglages habituelles pour la recherche dans les champs lointains des signatures de mise en phase la plus efficace, nous avons enregistré le champ lointain des faisceaux produits par la cavité composite. Le filtre employé était la lame de phase avec $\gamma=0,5$ et $\beta^2=10\%$. La Figure 3-13 présente deux champs lointains et leurs coupes sur l'axe N_x pour deux puissances de pompages par amplificateur de 3,6 et 6,2 W.

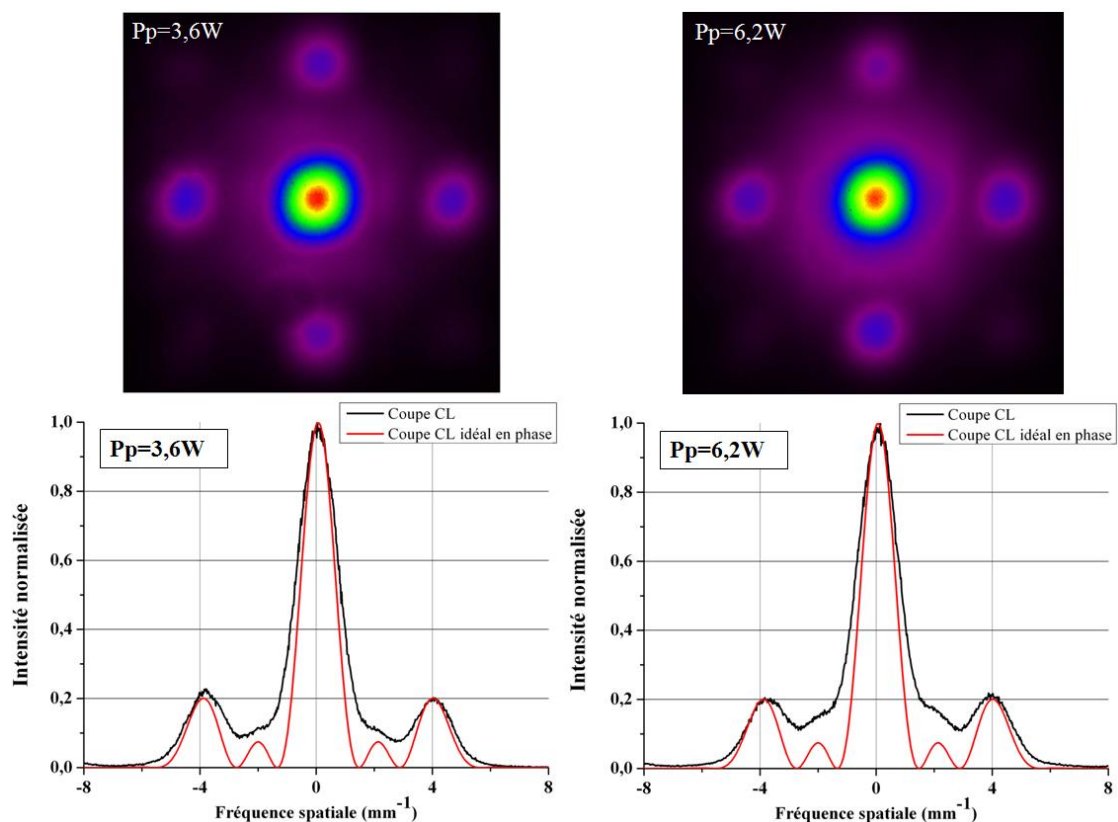


Figure 3-13 : Champs lointains mesurés extra-cavité du laser à 9 bras amplificateurs couplés dans une architecture à contraste de phase, et coupes normalisées suivant l'axe des fréquences spatiales N_x comparé au cas idéal en phase ; CL : Champ Lointain, P_p : Puissance de pompe par amplificateur

Les enregistrements traduisent bien qu'une mise en cohérence de la matrice de lasers a été obtenue. Cependant, on remarque que les champs lointains ne sont pas très contrastés (71% à $P_p=3,6W$ et 64% à $P_p=6,2W$) et que la qualité de la mise en phase se détériore lorsqu'on augmente la puissance pompe (respectivement 34,4 et 32%, $\sigma_\Phi \sim \lambda/5$).

La Figure 3-14 présente la densité spectrale d'émission mesurée en sortie du laser.

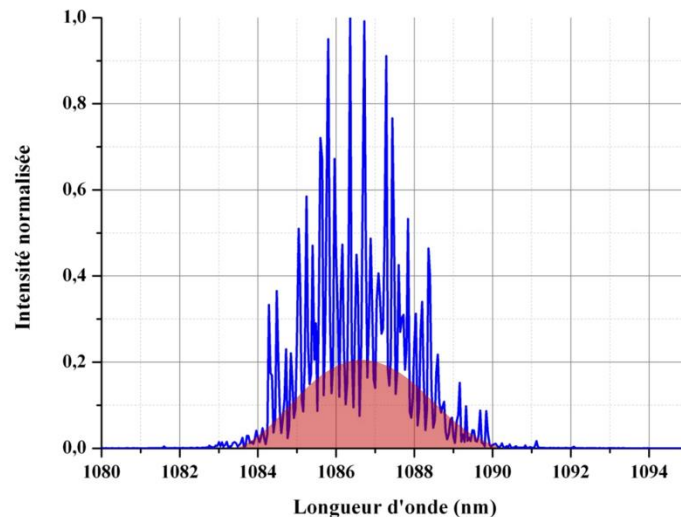


Figure 3-14 : Exemple de densité spectrale d'émission du laser à 9 bras amplificateurs couplés dans une architecture à contraste de phase, $P_p=3,6W$ par amplificateur

Cette figure affiche un profil spectral riche de nombreuses raies lasers qui se répartissent sur environ 6nm, soit une largeur de bande d'émission plus étroite que celle précédemment montrée sur la Figure 3-10. Ceci est lié à l'augmentation des différences de chemin optique entre les sous-cavités. On relève toutefois la présence d'un fond continu mis en évidence en rouge.

Les performances réduites par rapport à nos attentes et nos prévisions notamment en termes de qualité de cophasage pourraient être liées à la présence d'émission spontanée amplifiée (ESA). Un fond d'émission incohérente viendrait s'ajouter aux rayonnements verrouillés en phase, aussi bien dans le domaine spatial que spectral. La présence d'ESA serait due à l'alimentation des étages amplificateurs par un signal de puissance trop faible. Ceci serait compatible avec une dégradation de la qualité de cophasage qui augmente avec la puissance de pompage. En effet, la présence d'un fond incohérent accentue les pertes intracavité ce qui est de nature à réduire encore plus la surtension de la cavité composite alors que le niveau de pompage est plus fort.

Ces derniers résultats ne permettent pas d'observer le potentiel réel de la nouvelle architecture à contraste de phase.

II.3 Amélioration de la mise en phase par réduction du pompage optique

Suite aux observations précédentes nous avons fait de nouveaux enregistrements en réduisant la puissance pompe de manière à travailler au voisinage du seuil de l'effet laser. Le seuil laser de la cavité composite se trouve à 1,6 W de puissance pompe par amplificateur. Nous avons travaillé proche du seuil avec une puissance de pompage par amplificateur de 2W. Un enregistrement du champ lointain de la matrice de faisceaux émis par le laser dans ces conditions est présenté Figure 3-15.

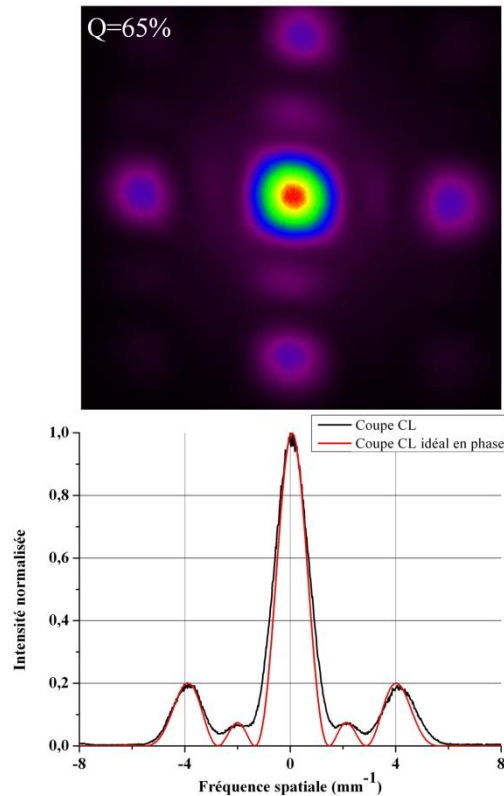


Figure 3-15 : Champ lointain mesuré extra-cavité du laser fonctionnant au seuil, à 9 bras amplificateurs couplés dans une architecture à contraste de phase et coupe correspondantes normalisée suivant l'axe des fréquences spatiales N_x comparé au cas idéal en phase ; CL : Champ Lointain

Le contraste de 90% est à présent supérieur aux cas précédents. On observe bien les sous-structures du champ lointain idéal qui sont les lobes secondaires inscrits entre le lobe central et les lobes de réseau. La qualité de cophasage est également améliorée d'un facteur 2 mais en valeur absolue la mesure donne une valeur de 65% ($\sigma_q < \lambda/8$) qui reste inférieure à nos attentes.

Il ne semble pas possible de réduire totalement les contributions incohérentes dans ces conditions. Les amplificateurs à notre disposition sont des amplificateurs de puissance dimensionnés pour délivrer 10W en régime continu. Ils ne sont pas adaptés pour l'amplification de faibles signaux incidents.

II.4 Amélioration de la mise en phase par l'utilisation d'un double étage d'amplification par bras

Le problème précédent a déjà été rencontré dans le contexte de la mise en phase de lasers à fibre avec une configuration différente à rétroaction uniforme. Il avait été démontré que l'addition d'un étage de pré-amplification, en réduisant le bruit propre à l'amplification, améliorait de façon prononcée le niveau de cohérence. Il est connu que le bruit ajouté par l'amplification est étroitement lié aux caractéristiques (gain, bruit propre) du premier étage, dans une chaîne d'amplificateurs, ou de la partie amont pour un amplificateur distribué. Dans la situation précédente la répartition du gain le long de la fibre dopée était quasi-uniforme et il n'était pas possible de la moduler. La solution pour résoudre ce problème a été d'utiliser, dans chaque bras, une chaîne d'amplification dans laquelle un premier amplificateur fonctionne à bas niveau de pompage et de gain et un second amplificateur de plus fort gain complète l'amplification et apporte la puissance. Je devais avoir à ma disposition dans ce travail de doctorat 20 amplificateurs lasers au total. Après réception des éléments complémentaires à ceux déjà employés auparavant, j'ai pu construire un laser à 9 émetteurs couplés utilisant deux amplificateurs par bras. Le schéma d'ensemble du laser est celui de la Figure 3-16. Il faut souligner que les deux étages étaient ici constitués d'amplificateurs identiques. C'est par le niveau de pompage que nous les avons différenciés.

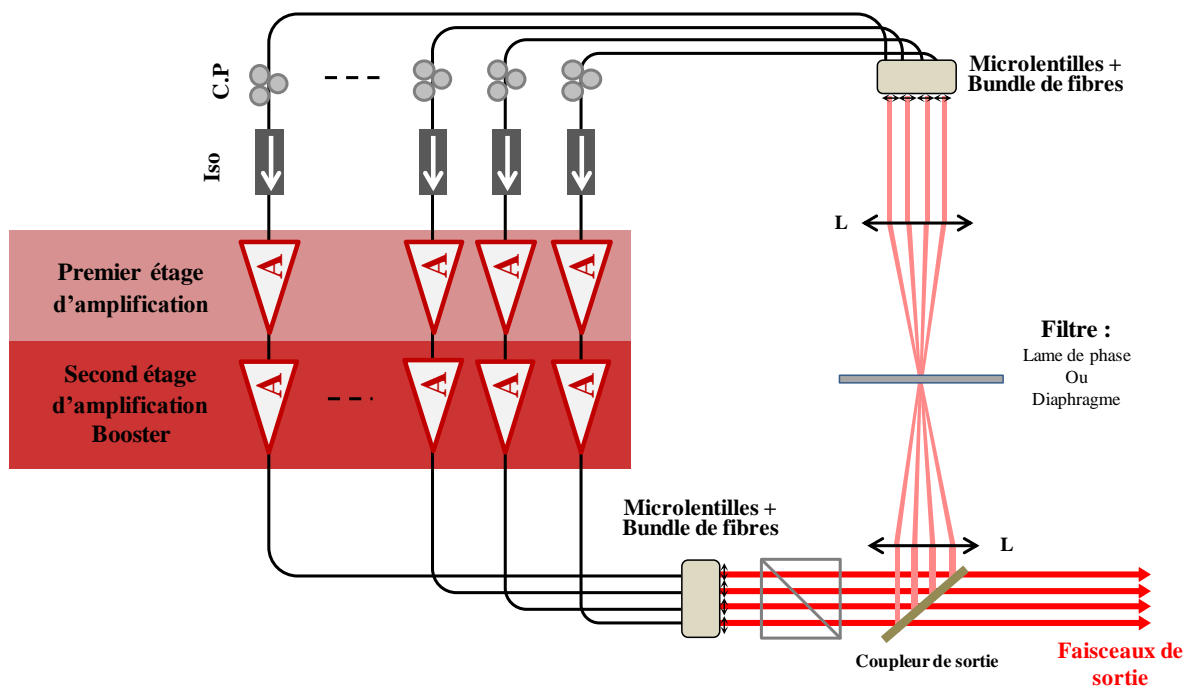


Figure 3-16 : Schéma du dispositif expérimental de mise en phase passive à 9 lasers couplés utilisant un double étage d'amplification, C.P : Contrôleur de Polarisation, Iso : Isolateur

Dans les caractérisations qui suivent, le premier amplificateur travaillait à un niveau de gain faible (puissance de pompage optique de 2W). Le suivant, l'amplificateur de puissance dit booster, a

quant à lui une puissance pompe de 3,6W. Le niveau de pompage optique du booster peu élevé est choisi pour s'assurer de ne pas amplifier d'ESA. Nous avons de plus réduit la réflectivité du coupleur de sortie à 40%. La majeure partie du flux laser est cette fois extrait de la cavité.

II.4.1 Caractérisation de la matrice de faisceaux émis

Après réglages et optimisation du laser composite, j'ai pu enregistrer le champ lointain de la matrice de 9 faisceaux qui est reproduit sur la partie gauche de la Figure 3-17.

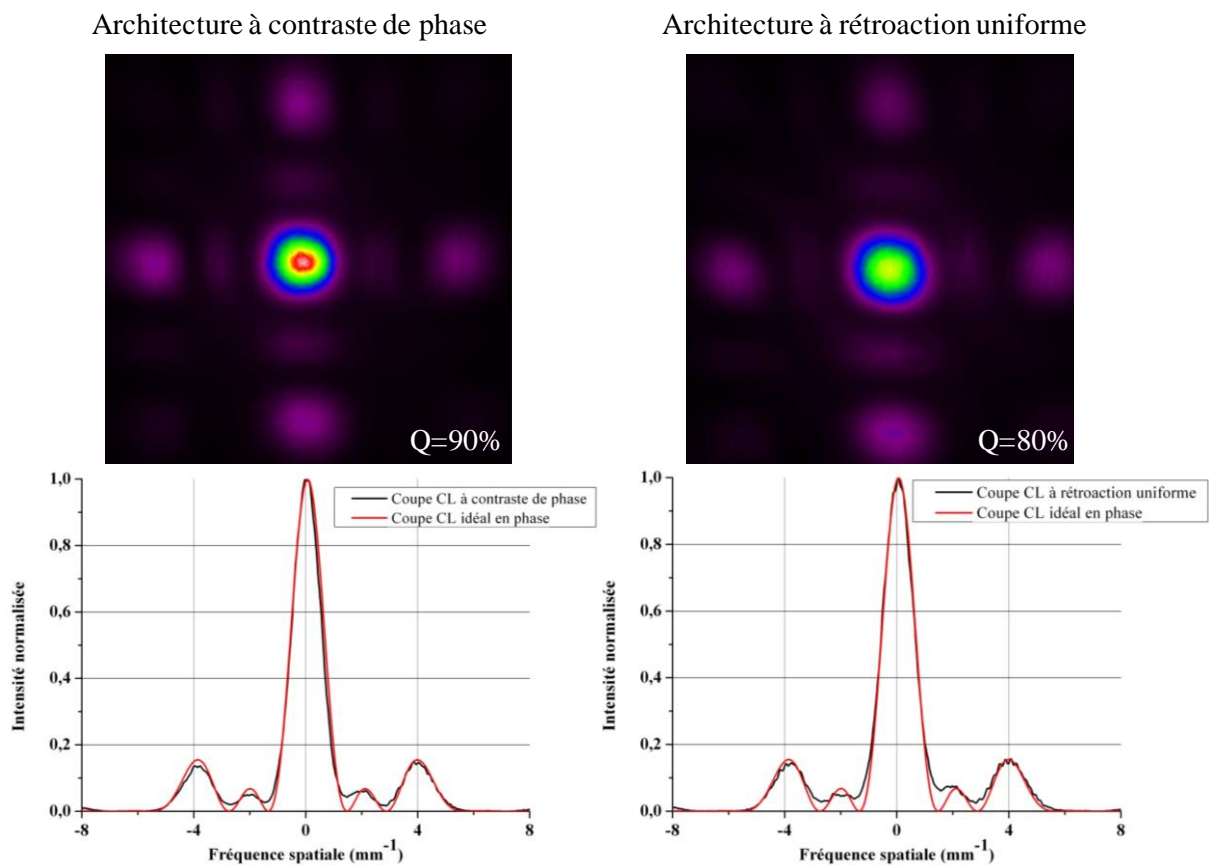


Figure 3-17 : Champ lointains et leurs coupes associées comparés au cas idéal parfaitement cophasé des architectures à contraste de phase et rétroaction uniforme, 9 émetteurs couplés et deux amplificateurs optiques par bras laser

On observe ainsi sur la Figure 3-17 une très forte concentration de la puissance dans le lobe central de la figure de diffraction. Les coupes des champs lointains sont présentées conjointement au cas idéal parfaitement en phase à 9 émetteurs. La correspondance entre ces deux courbes pour le cas de l'architecture à contraste de phase est excellente, traduisant un phasage quasi parfait. C'est bien dans cette configuration que l'architecture à contraste de phase nous présente son plein potentiel. En utilisant comme filtre la lame de phase, une qualité de cophasage moyennée de 90% ($\sigma_\phi < \lambda/18$ rad) à 9 émetteurs a été obtenue, ce qui constitue un record. De plus elle surpasse, comme prévu par la simulation, les capacités de mise en phase de l'architecture standard à rétroaction uniforme. Avec le

même montage, en changeant la lame de phase par le diaphragme, j'ai obtenu l'enregistrement de la partie droite de la Figure 3-17. J'ai mesuré une qualité de cophasage moyennée de 80% ($\sigma_\phi < \lambda/12$ rad). Par comparaison avec les résultats numériques présentés chapitre 2, j'ai reporté ces deux points expérimentaux sur le graphique suivant.

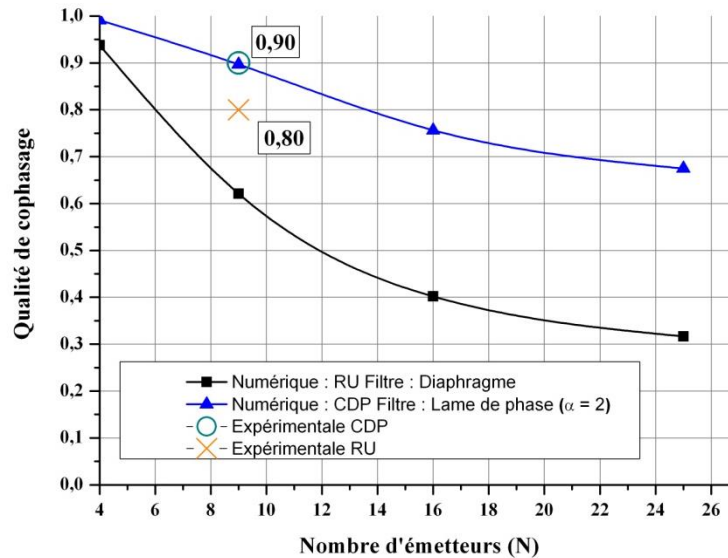


Figure 3-18 : Evolution calculée de la qualité de cophage des architectures à contraste de phase (CDP) et rétroaction uniforme (RU) intégrant les deux valeurs expérimentale mesurées à 9 émetteurs couplés.

Si on peut constater une excellente correspondance entre le résultat expérimental de l'architecture à contraste de phase avec la courbe numérique en considérant une valeur du couplage gain/phase de 2, les valeurs expérimentale et numérique ne correspondent pas dans le cas de l'architecture standard à rétroaction uniforme. Il est difficile d'appréhender la valeur absolue de la qualité de cophasage de manière numérique qui est dépendante d'un grand nombre de paramètres (gain, longueurs de fibres, pertes intra-cavités, largeur de la bande spectrale, ...). Pour rappel, Julien Guillot annonce de son côté une qualité de cophasage de 85%, calculée à l'aide de son code que j'ai repris en y ajoutant entre autre les effets diffractifs. Sa valeur est alors supérieure à celle mesurée expérimentalement. Nous pouvons toutefois nous focaliser sur la tendance montrée à la fois par les calculs et les expériences qui mettent en évidence l'amélioration apportée par l'architecture à contraste de phase par rapport à celle plus standard à rétroaction uniforme.

L'utilisation d'une chaîne d'amplification minimisant l'ESA intra-cavité nous permet à présent de travailler au-delà du seuil laser tout en conservant une cohérence entre les faisceaux émis. Dans les conditions énoncées en début de paragraphe, la puissance totale extra-cavité pour l'architecture à contraste de phase est de 6,6W et 6,2W pour l'architecture à rétroaction uniforme. En effet, la lame de phase amenant moins de pertes intra-cavité que le diaphragme, la puissance extraite s'en voit augmentée. La figure Figure 3-19 donne la courbe de rendement laser en affichant la puissance de

sortie en fonction de la puissance de pompage totale. Cette dernière est calculée comme la somme de la puissance pompe par bras laser (du premier amplificateur et du second dit booster), multipliée par le nombre total de lasers mis en jeu.

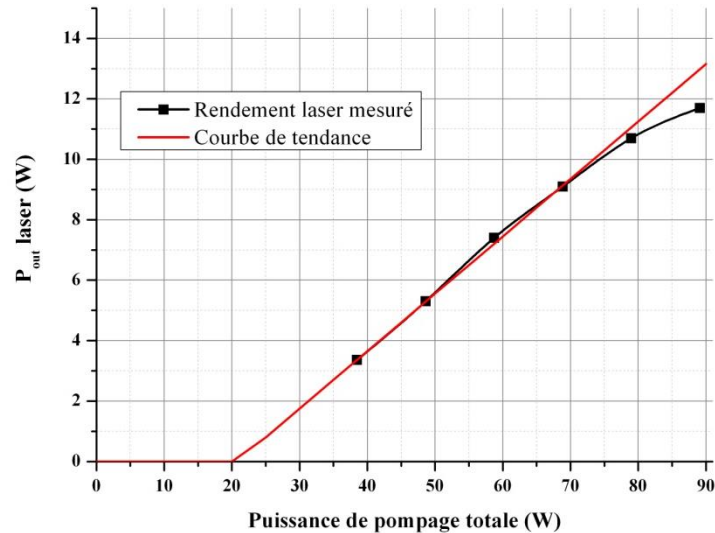


Figure 3-19 : Rendement laser de l'architecture à contraste de phase, 9 émetteurs couplés et courbe de tendance correspondante

A 6,6 W de puissance totale extraite, nous nous situons à environ 3 fois le seuil laser de la cavité. Nous avons de plus remarqué que la pente de la courbe du rendement laser diminuait avec l'augmentation de la puissance de pompage. Le gain devient dans ces conditions trop important pour un signal incident trop faible sur le premier amplificateur (non adapté à l'amplification de signaux peu intenses). Nous nous retrouvons à nouveau dans une condition où de l'ESA est présente dans la cavité, il en découle une augmentation des pertes intra-cavité, induisant une diminution du rendement laser. C'est pourquoi les résultats précédents sont présentés pour une puissance de pompage des amplificateurs boosters faible (3,6W), nous permettant de nous situer dans une zone linéaire de la courbe du rendement laser.

Les faibles puissances extraites pourraient être bien supérieures en réduisant les pertes intracavité importantes dans cette configuration avec quelques modifications technologiques du système laser. Tout d'abord, le couple de matrices de micro-lentilles pourrait être traitées antireflets et pourrait avoir une ouverture numérique un peu supérieure à celle utilisée pour limiter les pertes de couplage dans les bundles de fibres. Les pertes induites par une matrice de microlentilles ont été mesurées à 30% en transmission, hors pertes d'injection dans le bundle de fibres de collection. Ensuite le cube polariseur imposait près de 50% de pertes, alors que l'utilisation de fibres à maintien de polarisation dans toute la cavité pourrait pratiquement annuler ces pertes. Enfin, l'utilisation de préamplificateurs bas bruit permettrait l'utilisation d'un taux de couplage élevé vers l'extérieur tout en étant adaptés à une amplification bas niveau. D'autre part, les pertes à la réinjection sont aussi liées

aux défauts de pointés dus aux couples matrice de microlentilles/bundle de fibres qui à terme pourrait être remplacés par des dispositifs mieux adaptés avec par exemple des systèmes de réglage individuels.

La matrice de 3x3 faisceaux, enregistrée en sortie du laser est montrée Figure 3-20 (a). Ce champ proche varie peu en fonction du filtre utilisé, c'est pourquoi je n'ai présenté qu'un seul exemple. L'amplitude des faisceaux est assez hétérogène. Ceci est dû au fait que les pertes intracavité et gain de chacun des lasers ne sont pas parfaitement identiques. Par exemple, il est pratiquement impossible avec ce montage quasi-monolithique d'assurer un couplage identique des faisceaux filtrés dans les fibres de rétroaction via la matrice de lentilles et le bundle de fibres. Sur la même figure, on peut observer les champs intracavité qui sont affichés après filtrage sur le réseau de microlentilles pour la réinjection dans la matrice d'amplificateurs. Ces mesures ont été réalisées par l'utilisation d'un miroir de renvoi placé au-delà de la deuxième lentille du système afocal intra-cavité. La réflectivité maximale de ce coupleur (pour limiter les pertes intra-cavité) laissait tout de même passer une infime partie du flux laser. En utilisant un système d'imagerie, il fut possible d'observer les champs sur le réseau de microlentilles à la réinjection. Dans le cas du contraste de phase, tout d'abord, un enregistrement est présenté Figure 3-20 (b).

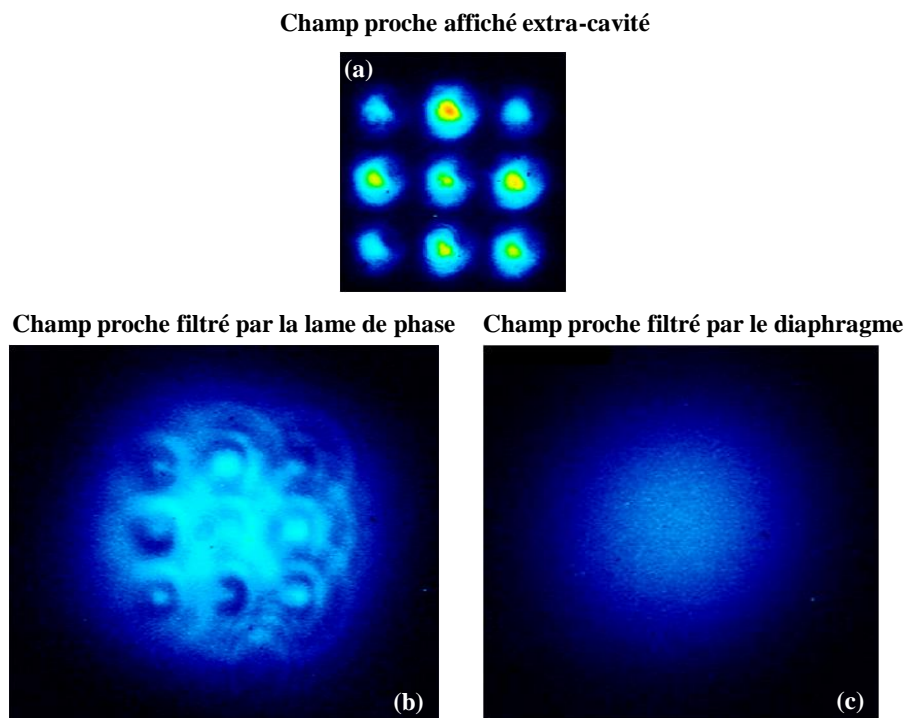


Figure 3-20 : Champ proche affiché extra-cavité (a) et champ proche filtré, affiché sur les microlentilles à la réinjection dans les fibres amplificatrices pour des architectures à contraste de phase (b) et à rétroaction uniforme (c)

On obtient une figure modulée dans laquelle apparaissent les neuf spots associés au champ initial qui interfèrent avec un fond continu étendu qui correspond au rayonnement diffracté par

l'ouverture centrale du filtre situé en champ lointain. C'est l'interférence de ces deux contributions qui pondère l'intensité de chaque spot, conformément au principe du contraste de phase. La distribution expérimentale est très proche des prévisions issues du calcul numérique (cf Figure 2-43). Lorsque nous avons utilisé pour filtre le diaphragme, et que le laser fonctionnait en mode de couplage uniforme, nous avons enregistré la distribution de la Figure 3-20 (c). Le champ renvoyé vers la matrice de microlentilles et les étages amplificateurs est large avec une allure d'apparence gaussienne. Il dépend en réalité de la forme du diaphragme qui était circulaire dans le cas présent. L'arrangement matriciel initial a complètement disparu, du fait de la convolution par la figure de diffraction à l'infini produite par le diaphragme. La rétroaction était bien uniforme dans ce cas. C'est le même signal qui était réinjecté dans tous les émetteurs avec cependant un niveau de puissance variable (il décroît du centre vers les bords).

II.4.2 Caractérisations temporelles et spectrales

Un autre point positif apporté par la nouvelle architecture à contraste de phase est l'amélioration de la stabilité en puissance de l'émission. Les fluctuations crête à crête mesurées de la puissance combinée (sur l'axe optique) ne sont que de 8% dans ce cas avec un écart type de 1,5% (mesure effectuée sur 8s). Les fluctuations de la puissance crête sur l'axe optique de l'architecture à rétroaction uniforme sont bien supérieures (24%) avec un écart type de 4%, presque trois fois celui de l'architecture à contraste de phase. Un exemple de relevé des fluctuations de la puissance combinée autour de sa valeur moyenne est présenté sur la Figure 3-21 pour les deux méthodes de mise phase.

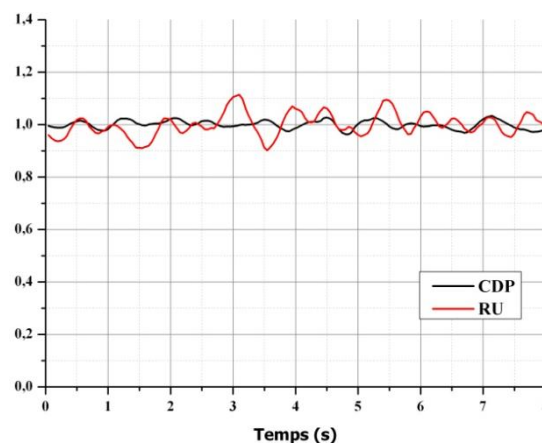


Figure 3-21 : Fluctuations des puissances crêtes combinées des architectures à contraste de phase (CDP) et rétroaction uniforme (RU) de 9 émetteurs couplés utilisant 2 amplificateurs par bras laser

Cette amélioration de la stabilité, couplée à une qualité de cophasage élevée constitue donc un avantage indéniable.

Deux exemples de spectres enregistrés pour chacune des deux architectures en compétition sont donnés sur la Figure 3-22.

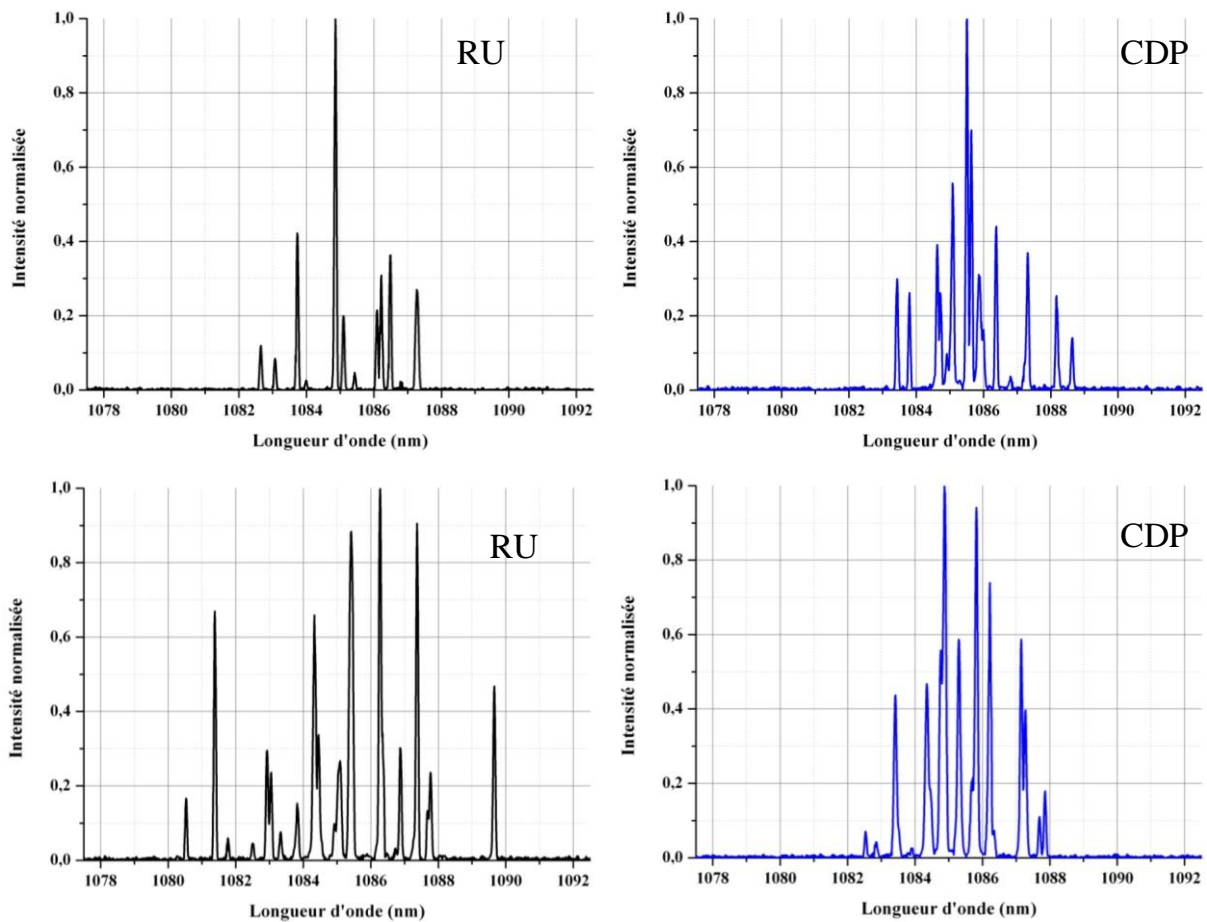


Figure 3-22 : Spectres en sortie laser des architecture à rétroaction uniforme (RU traits noir) et à contraste de phase (CDP traits bleu)

On notera que dans ces nouvelles conditions amplificatrices, nous n'observons plus de fond continu (associé à de l'ESA) à la base des raies d'émission. Ceci est conforme à nos attentes et cohérent avec les qualités de cophasage importantes mesurées. L'analyseur de spectre affichait des profils qui changeaient à chaque enregistrement (balayage) comme dans les situations préalables. Dans le cas du contraste de phase, les spectres restaient d'étendue limitée (± 3 nm) autour de 1085,5 nm et étaient modulés par de nombreux pics. Dans le cas de la rétroaction uniforme, les spectres fluctuaient en largeur et en nombre de raies laser de manière plus prononcée, comme l'illustre la partie gauche de la Figure 3-22.

A ce stade, nous avons montré que le couplage de lasers par un filtre à contraste de phase pouvait conduire à un verrouillage en phase efficace et robuste. L'emploi d'une ligne d'amplification à double étage a également permis de faire fonctionner le laser loin du seuil sans perte d'efficacité. Il est donc possible désormais de tester les performances d'un ensemble laser avec un plus grand nombre

d'éléments, même si cette étude ne pourra être réalisée avec une amplification double étage. Ainsi, nous avons voulu observer les réponses de ces deux architectures pour 16 et 20 lasers couplés.

III Mise en phase de seize lasers

Comme démontré dans la partie précédente, il n'est pas possible de comparer et cophaser convenablement les sous-cavités sans l'utilisation d'un double étage d'amplification. Ayant à ma disposition un maximum de 20 amplificateurs, nous ne pouvions construire une architecture à double étage et 16 lasers couplés. La démarche imaginée pour pallier en partie le nombre insuffisant d'amplificateurs, a été de réduire les pertes intra-cavité et en particulier celles amenées par le filtre.

III.1 Nouvelles lames pour un contraste de phase à pertes réduites

Le but est de laisser passer plus de flux lasers au travers de la lame de phase et ce tout en conservant le codage des phases relatives sur les amplitudes respectives. Nous savons que les lobes de réseau de la structure du champ lointain sont des répliques du lobe central. Nous avons alors appliqué les mêmes caractéristiques en termes de déphasage ($\pi/2$), de transparence (maximale) et d'ouverture (γ) à ces lobes de réseaux. Sur la Figure 3-23 les positions des lobes de réseaux d'une structure de 16 faisceaux cophasés sont repérées par des cercles noirs. Ils peuvent être regroupés (pour les principaux) en deux ensembles de 4 qui partagent la même intensité.

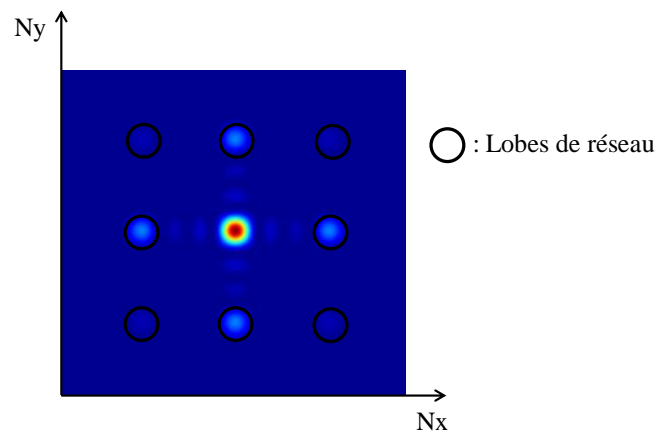


Figure 3-23 : Champ lointain de 16 émetteurs cophasés et positions des lobes de réseau

Nous avons alors considéré des lames de phase à 5 motifs (1 central et sur les 4 lobes de réseau les plus intenses) et 9 motifs (1 central et les deux premiers ensembles de lobes de réseau). Elles sont présentées sur la Figure 3-24.

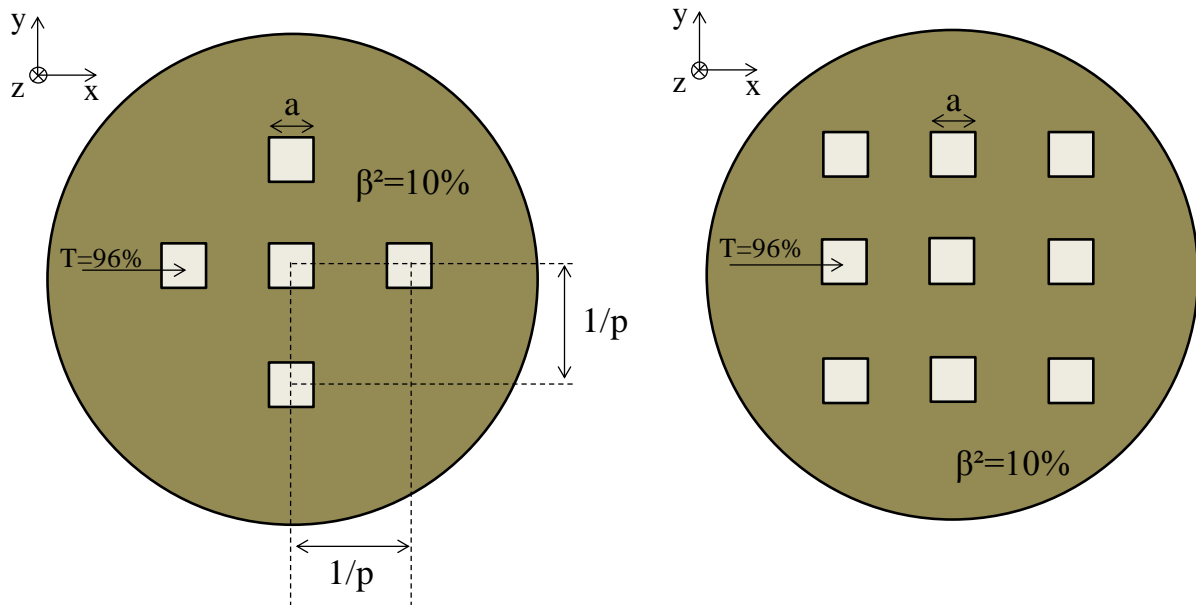


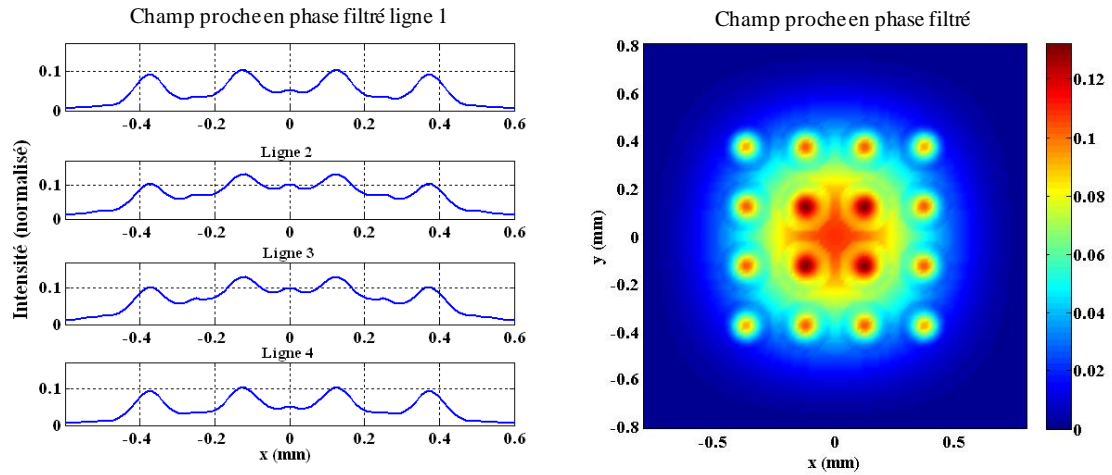
Figure 3-24 : Lame de phase à 5 et 9 motifs

Nous avons étudié numériquement l'influence de ces nouveaux filtres en termes de perte et de codage phase/amplitude.

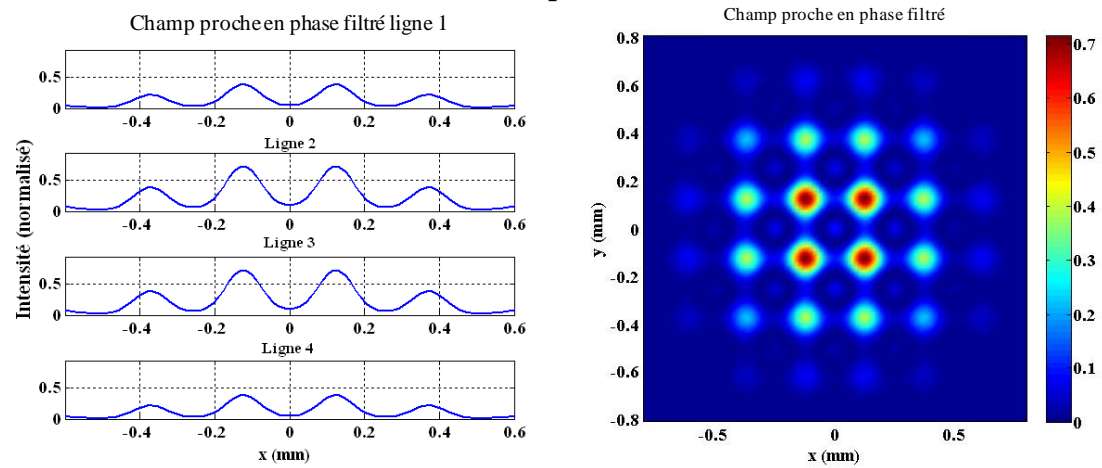
En considérant des champs initiaux (4x4) aux intensités normalisées à 1, et de phases identiques, j'ai calculé les champs proches filtrés pour des lames de phase à 1, 5 et 9 motifs. Les résultats sont montrés Figure 3-25 pour une largeur normalisée des ouvertures de $\gamma=0,7$. On remarque que, plus le nombre de motifs augmente, moins il y a d'énergie étalée entre les images filtrées des 16 faisceaux qui doivent être réinjectés dans les amplificateurs. Par ailleurs il y a toujours une diminution des intensités entre le centre et les bords de la matrice de fibre. Cette enveloppe apporte une modulation des intensités qui s'accroît avec le nombre d'ouvertures dans le filtre. Les intensités des champs filtrés augmentent avec le nombre de motifs de la lame de phase ce qui paraît logique (pertes liées au filtre plus faibles). Si l'on prend pour exemple le deuxième émetteur de la ligne 2, son intensité crête est supérieure à 0,1 dans le cas de la lame à 1 motif, puis supérieure à 0,5 à 5 motifs et enfin les interférences entre champs affichés et champs diffractés font que dans le cas à 9 motifs, l'intensité crête de cet émetteur dépasse 1 (intensité initiale).

Nous avons ainsi considérablement minimisé les pertes amenées par le filtre en augmentant le nombre de motifs. L'étape suivante est l'observation du codage phase/amplitude.

Lame de phase 1 motif



Lame de phase 5 motifs



Lame de phase 9 motifs

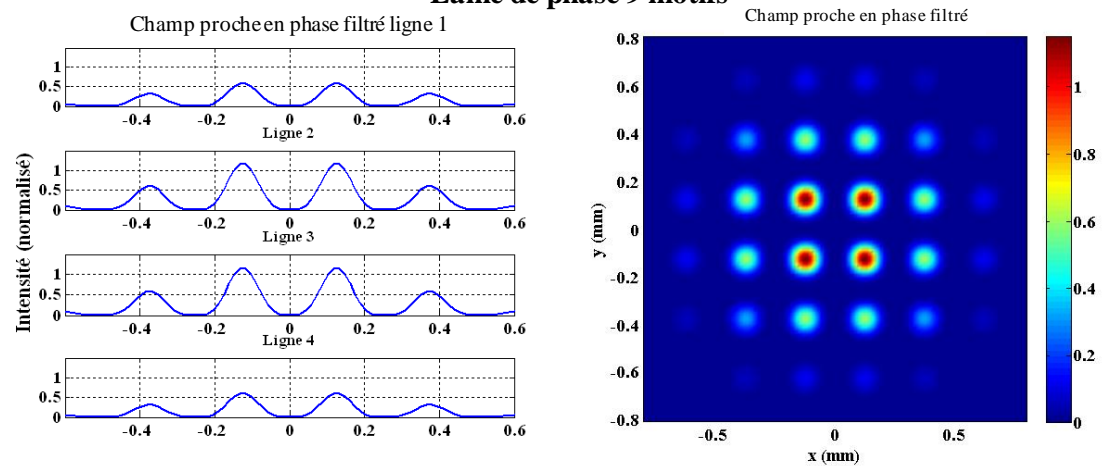


Figure 3-25 : Champs proches filtrés et leurs coupes sur les axes x de 16 lasers en phase et pour trois lames de phase à 1, 5 et 9 motifs

Dans des conditions similaires au cas précédent, j'ai choisi un jeu de phases aléatoires pour les différents émetteurs avant filtrage. J'ai cherché à vérifier si la conversion phase/amplitude était bien préservée, au moins qualitativement. Dans le principe, la modulation des intensités proportionnellement à la phase initiale dans un ensemble discret de points sources ne devrait pas changer avec le nombre d'ouvertures. Les résultats de calculs numériques avec prise en compte des effets diffractifs sont présentés Figure 3-26.

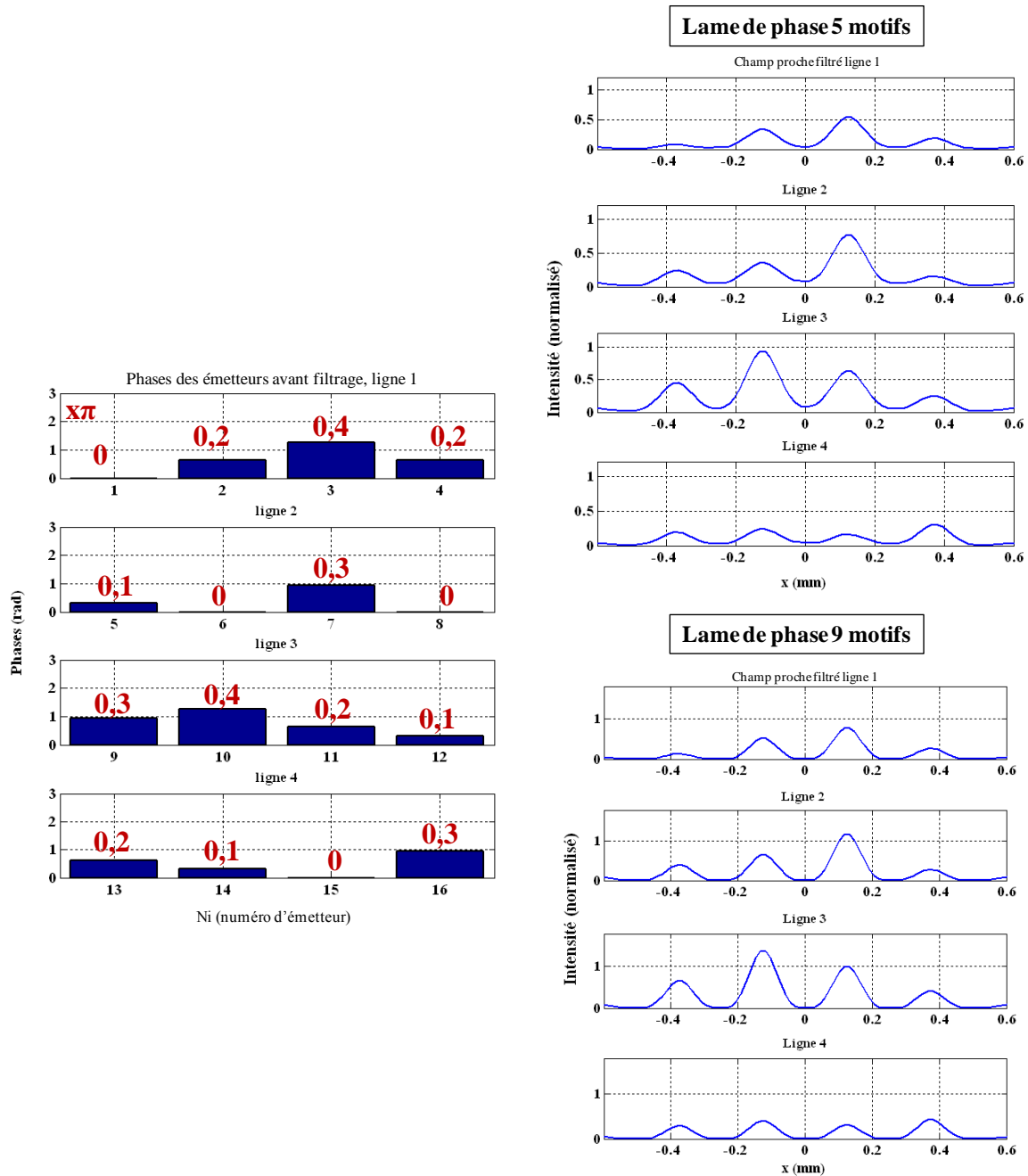


Figure 3-26 : Phases initiales des champs avant filtrage, à gauche, et codage sur les amplitudes des champs filtrés à droite par le système d'imagerie à contraste de phase en considérant des lames de phase à 5 et 9 motifs

On remarque que le codage respecte en effet le plus souvent la hiérarchie des valeurs de phase, pondérée par l'enveloppe en sinus cardinal 2D des faisceaux diffractés par les ouvertures du filtre et ce quel que soit le nombre de motifs.

Il faut finalement nous assurer aussi de la sélection du supermode en phase par les nouveaux filtres. Nous montrons les pertes théoriques à la réinjection par le calcul des intégrales de recouvrement entre les 16 champs en phase et les modes des 16 fibres de collection à travers la matrice de microlentilles. Pour comparaison, nous avons fait le même calcul avec un autre des 16 supermodes supportés par le système d'imagerie à contraste de phase correspondant à des champs en opposition de phase. Les intégrales de recouvrement pour une valeur de $\beta^2=10\%$, 16 lasers couplés, et des lames à 5 et 9 motifs sont présentés Figure 3-27.

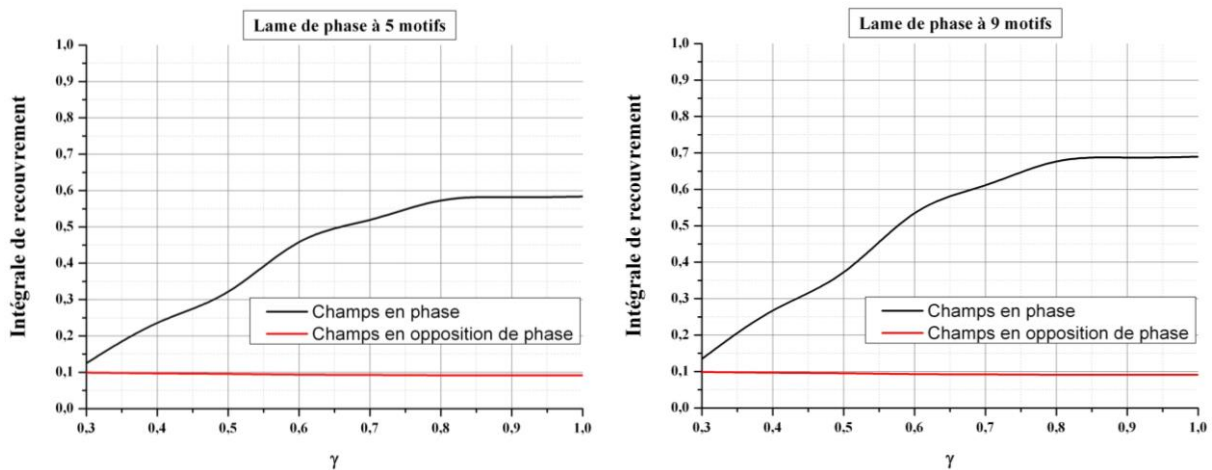


Figure 3-27 : Intégrale de recouvrement considérant des champs initiaux en phase et en opposition de phase et des lames à 5 et 9 motifs

La discrimination par les pertes du supermode en phase avec celui en opposition de phase au moins, est assurée pour toutes les valeurs de γ présentées. De plus, nous observons que les pertes sont réduites par l'utilisation d'une lame à 9 motifs. Pour $\gamma=0,7$, l'intégrale de recouvrement vaut 0,16 pour une lame à un motif (voir IV.2 chapitre 2), 0,52 pour une lame à 5 motifs et enfin 0,61 pour une lame de phase à 9 motifs.

Suite à ces réalisations numériques, nous avons confirmé que l'utilisation de lames à 5 ou 9 motifs était adaptée pour minimiser les pertes intra-cavité, préserver le codage phase/amplitude et privilégier l'oscillation sur des champs cophasés. Nous avons alors fait réaliser ces lames en gérant simultanément le déphasage et la transmittance multi-zones des filtres par un revêtement diélectrique partiel sur une des faces de la lame. Le fait que ce dépôt assure les deux fonctions (transmittance et déphasage) simultanément impose donc des contraintes fortes et peu habituelles sur la réalisation.

III.2 Résultats expérimentaux

Après réception des nouveaux filtres, nous les avons introduits dans le dispositif de couplage d'une cavité dans laquelle j'avais disposé et réglé une matrice 2D de 4x4 amplificateurs. Pour mémoire on était à nouveau avec un seul module de gain dans chacun des bras du laser. La qualité de cophasage que nous avons obtenue en optimisant l'injection, en se rapprochant du seuil laser soit $P_p=2W$ et quelle que soit la lame utilisée (5 ou 9 motifs) n'a pas dépassée 27% ($\sigma_\phi \sim \lambda/5$). Le champ lointain obtenu et sa coupe correspondante sont présentés Figure 3-28.

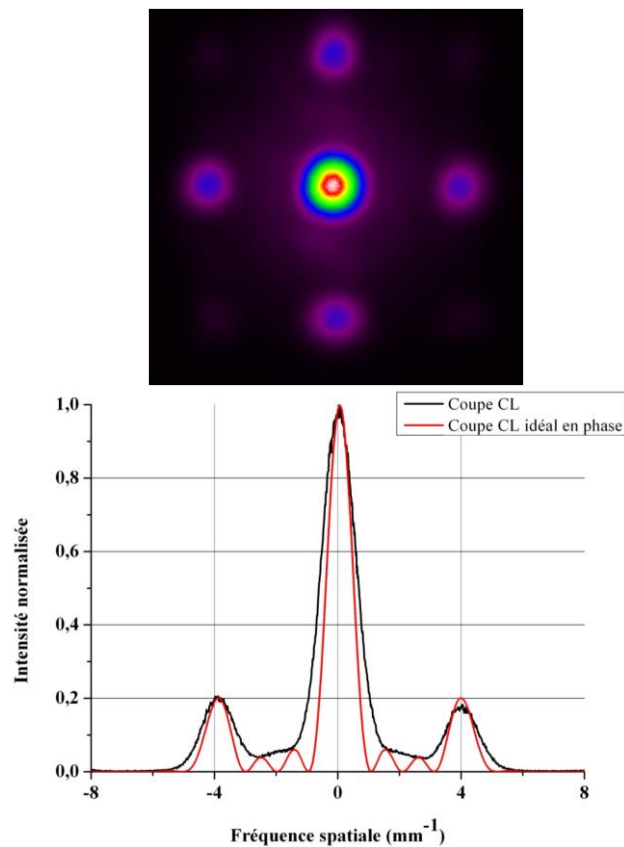


Figure 3-28 : Champ lointain (CL) de l'architecture à contraste de phase, 16 lasers couplés, utilisant une lame de phase à 5 motifs et coupe normalisée par l'intensité et comparé au cas idéal en phase

On observe ainsi sur la coupe de la Figure 3-28 que les lobes secondaires entre le lobe central et les lobes de réseau sont remplacés par un niveau continu et on relève également un élargissement des pics principaux du champ lointain par rapport au cas idéal. En faisant fonctionner le laser au voisinage de son seuil, nous attendions de meilleures performances d'autant que les nouveaux filtres présentent moins de pertes qu'une lame à un motif.

J'ai mis en cause les lames de phases, pour lesquelles les contraintes de fabrication sont importantes comme je l'ai signalé précédemment, qui pouvaient ne pas correspondre aux

caractéristiques demandées et annoncées par le fabricant. Je les ai donc caractérisées en phase et en réflectivité.

Pour mesurer les déphasages induits par les lames de phases, j'ai utilisé un simple interféromètre de type « trous d'Young » à la longueur d'onde d'utilisation du laser multi-bras vers 1085nm. A partir de la translation des franges d'interférences en champ lointain, j'en ai déduit les déphasages induits par les motifs des lames de phase à 5 et 9 motifs. La Figure 3-29 présente le dispositif de caractérisation des déphasages induits par les motifs des lames de phase.

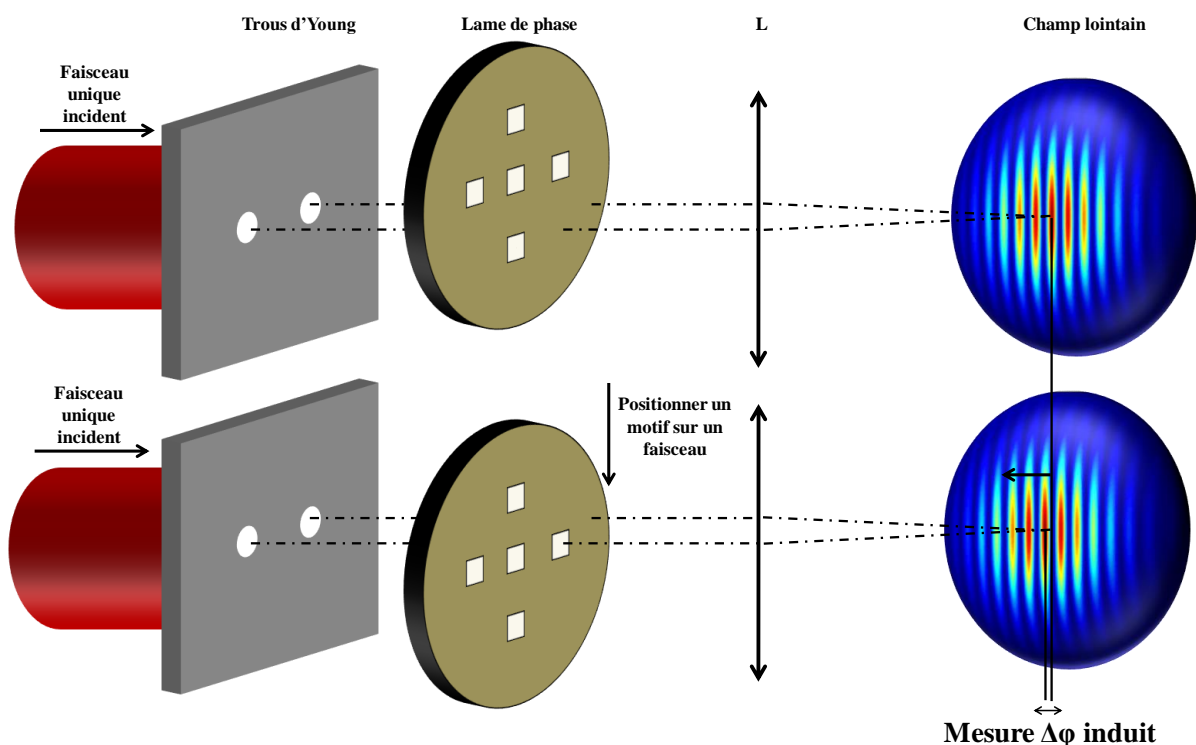


Figure 3-29 : Dispositif expérimentale de caractérisation des déphasages induits par les motifs de la lame de phase

J'ai ainsi constaté que les traitements diélectriques des nouvelles lames de phases n'introduisaient aucuns déphasages entre les motifs et le pourtour! Suite à cette constatation déplaisante, j'en ai profité pour caractériser les précédentes lames à un motif qui elles, heureusement, apportent bien le déphasage relatif de $\pi/2$ attendu.

J'ai donc caractérisé le laser à 16 émetteurs couplés par l'utilisation de lames de phase à 1 motif. J'ai maintenu le pompage proche du seuil laser, cependant afin de réduire les pertes j'ai utilisé un coupleur de sortie à la réflectivité maximale ($R > 99\%$) dans la suite du manuscrit.

Dans ces nouvelles conditions expérimentales qui sont loin d'être optimales, j'ai enregistré le champ lointain reproduit Figure 3-30. La coupe du champ lointain montre un rétrécissement des lobes et une amélioration du contraste. J'ai mesuré un contraste de 88% et une qualité de cophasage de 48%

($\sigma_\phi \sim \lambda/7$), supérieure à celle obtenue dans les conditions expérimentales précédentes mais encore inférieure à celle de 76% prédite par la simulation de la Figure 3-18.

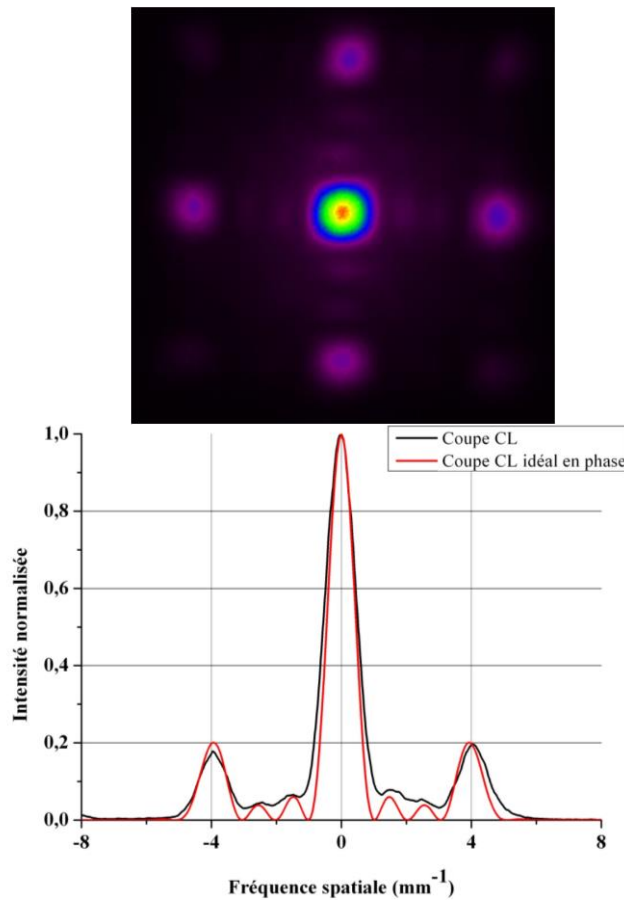


Figure 3-30 : Champ lointain de l'architecture à rétroaction multiple de 16 lasers couplés au seuil utilisant une lame de phase à 1 motifs et coupe du champ lointain (CL) normalisé par l'intensité et comparé au cas idéal en phase

Un exemple de fluctuations de la puissance crête sur l'axe optique dans ces conditions expérimentales et sur une durée de 10s sont données Figure 3-31.

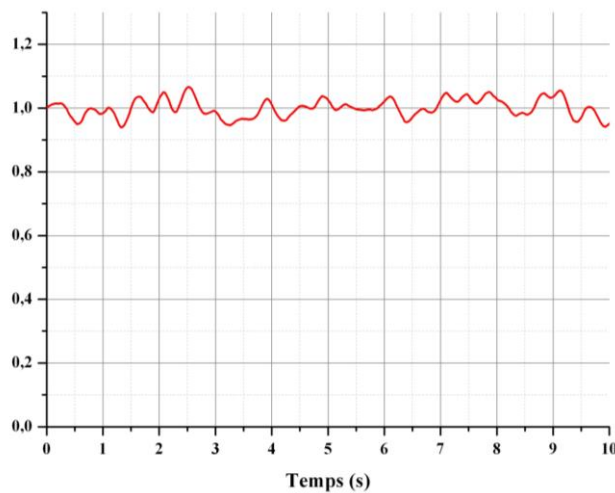


Figure 3-31 : Fluctuation de la puissance combinée sur l'axe optique en utilisant une lame de phase à 1 motif et pour 16 lasers couplés

Les fluctuations crête à crête de la puissance combinée sur l'axe moyen de propagation sont de +/-13%. L'écart type sur cette plage de données de 2,8% est quant à lui très faible en considérant 16 lasers cophasés. Par comparaison, on peut citer les travaux de W-Z Chang *et collaborateurs* [Chang, et al., 2009] dans lesquels ils présentent des fluctuations de la puissance combinée de +/- 51% pour 16 lasers couplés soit plus de quatre fois celle que nous avons mesurées. La configuration laser qu'ils ont étudiée utilisait une architecture à filtrage spectrale qui est présentée dans la partie II.2.4 du chapitre 1.

Ces résultats sont très encourageants et permettent d'espérer de bien meilleures performances par l'utilisation d'une chaîne d'amplification adaptée dans chaque bras laser. L'utilisation de lames de phase multi-motifs aurait du permettre de conserver la cohérence au-delà du seuil laser en supprimant l'ESA intra-cavité. Malheureusement ces dernières ne nous ont pas permis de nous en assurer de manière expérimentale à cause de leurs défauts.

IV Vingt lasers couplés

Dans cette dernière partie, j'ai exploité la totalité des amplificateurs à ma disposition pour construire un ensemble de 20 lasers couplés par l'ajout de 4 bras lasers supplémentaires. De la même manière qu'à 16 lasers couplés, nous avons étudié cette architecture proche du seuil laser et en utilisant pour filtre une lame de phase à 1 motif. Nous avons disposé la matrice de faisceaux en champ proche selon une structure 4x5, 4 colonnes et 5 lignes. Le champ laser produit par cet arrangement est présenté Figure 3-32. Les interférences produites en champ lointain étaient donc du type à 4 ondes suivant l'axe N_x (horizontal) et du type à 5 ondes suivant l'axe N_y (vertical). Comme le motif central du filtre de couplage est resté de géométrie carré, les valeurs des rapports γ différaient suivant les deux axes. Ils étaient de $\gamma_x=0,41$ et $\gamma_y=0,52$.

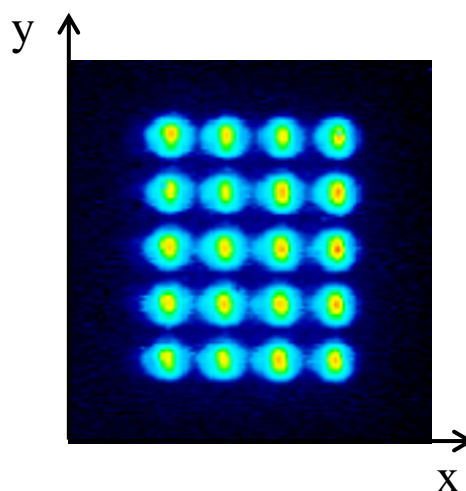


Figure 3-32 : Champ proche des 20 faisceaux lasers de sortie disposés en matrice 4x5

Le champ lointain enregistré après optimisation des réglages du laser est présenté Figure 3-33.

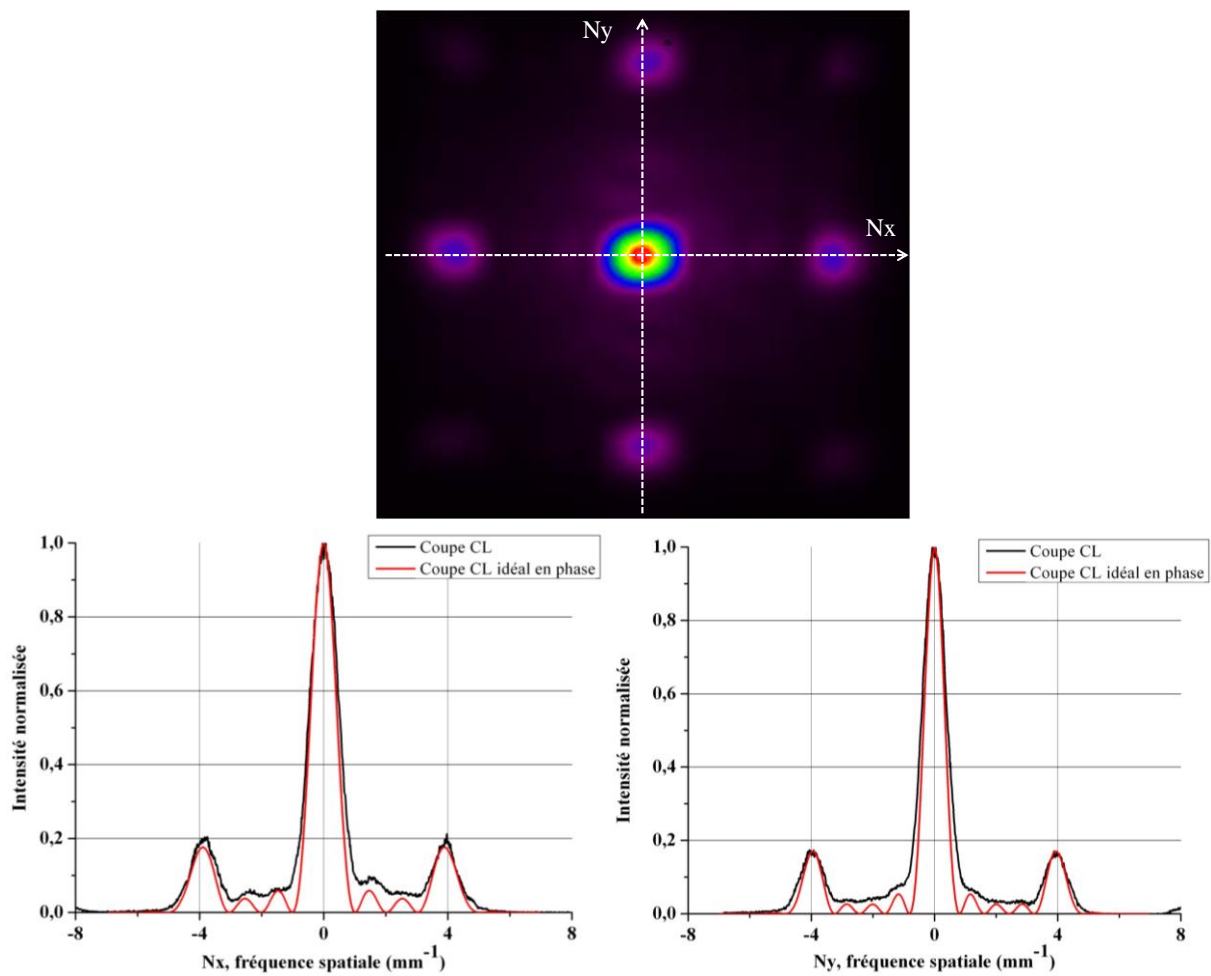


Figure 3-33 : Champ lointain de l'architecture à contraste de phase, 20 lasers couplés au seuil utilisant une lame de phase à 1 motifs et coupes du champ lointain (CL) selon les axes N_x et N_y normalisées à leur maximum et comparées au cas idéal en phase

Le lobe central du champ lointain est comme attendu de forme rectangulaire. Le contraste de ces dernières coupes est très élevé et autour de 84%. Toutefois et du fait du nombre important d'émetteurs, la qualité de cophasage reste modérée à 35% soit un écart de phase quadratique moyen de $\sigma_\phi = \lambda/6$. On l'observe une nouvelle fois par comparaison au cas idéal Figure 3-33.

Le spectre dans ces conditions expérimentale est donné Figure 3-34.

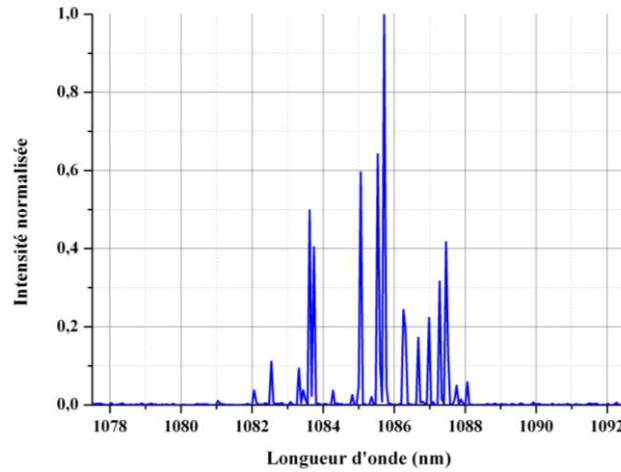


Figure 3-34 : Exemple de spectre en sortie laser de l'architecture à contraste de phase, 20 lasers couplés utilisant une lame de phase à un motif

On remarque qu'il est une nouvelle fois centré autour de 1085,5 nm. Il conserve un nombre de raies laser partagées conséquent malgré un nombre important de faisceaux couplés. On peut par exemple le comparer au spectre montré Figure 3-22 et enregistré pour une configuration à 9 faisceaux couplés. On peut imaginer que dans des conditions énergétiques optimales, loin du seuil laser, avec une amplification multi-étage et des pertes intracavité faibles, le nombre de raies lasers soit encore plus important, amenant une qualité de cophasage plus élevée.

De plus, par l'expérience acquise lors de ces diverses réalisations expérimentales, j'ai pu optimiser l'injection et diminuer les pertes intra-cavité par rapport au cas à 16 lasers couplés. Nous avons ainsi observé une stabilité du faisceau combiné record en considérant 20 lasers couplés. Ces fluctuations sont présentées Figure 3-35.

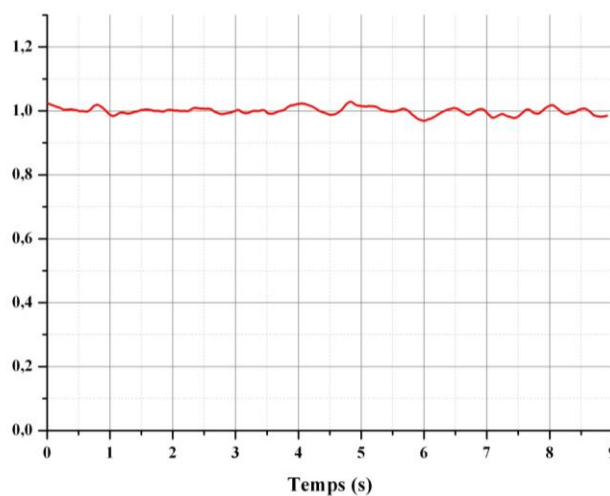


Figure 3-35 : Fluctuation de la puissance combinée sur l'axe optique en utilisant une lame de phase à 1 motif et pour 20 lasers couplés

Les fluctuations crêtes à crêtes ne sont plus que de $\pm 3\%$! L'écart type mesuré sur cette plage de 9s est de 1,1%. Ces excellents résultats, en considérant 20 lasers couplés, montre une nouvelle fois l'apport conséquent de cette nouvelle architecture laser. On notera que la sensibilité aux pertes est loin d'être négligeable car les fluctuations présentées sont plus faibles que dans le cas précédent à 16 lasers couplés.

On peut citer par comparaison l'étude de Moti Fridman *et collaborateurs* [Fridman, et al., 2010] dans laquelle ils ont étudiés la mise en phase par auto-organisation du spectre optique de 25 lasers par l'utilisation de miroirs de renvois extra-cavité pour coupler les sous-cavités. Certaines caractéristiques de leur architecture sont similaires à celle que nous avons étudiée : configuration 2D de la matrice champ proche, amplificateurs optique dopés Ytterbium et écart quadratique moyen des différences de longueurs de cavités de l'ordre de $\pm 0,2\text{m}$. Il donne une qualité de cophasage très faible moyennée dans le temps de 21 à 28% selon le type de couplage utilisé (taille de la tache diffractée affichée sur la matrice champ proche pour le couplage des sous-cavités). Les fluctuations de la puissance combinée étaient bien supérieures à celle présentées Figure 3-35 et varies dans ce cas entre 15 et 50%.

Les très bonnes valeurs de contraste mesurées sur les figures de diffraction à l'infini, là où la combinaison cohérente est réalisée, des 16 et 20 faisceaux couplés montrent des résultats très prometteurs pour un système non optimisé. A ce jour, aucun contraste publié dans la littérature scientifique par des techniques passives de mise en phase et avec autant de faisceaux lasers en jeu n'a approché ceux obtenus avec le procédé de cophasage par contraste de phase. L'étape suivante va consister maintenant à lever les verrous technologiques (réalisation d'une lame de phase adéquate, gestion de la polarisation sans perte, élaboration de systèmes de couplage réseau de fibres/espace libre à moindre pertes ...) et scientifiques spécifique à la conservation de la cohérence dans une chaîne d'amplificateurs de fort gain, ou encore le couplage gain/phase dans les multi-étages de ces chaînes d'amplificateurs.

Conclusion

Cette partie expérimentale a permis de confirmer certaines prévisions mais elle a aussi soulevé des difficultés imprévues. En premier lieu, il a été démontré pour la première fois, que le tout nouveau dispositif de couplage proposé conduisait bien à la mise en phase. Ceci a été vérifié avec 4, 9, 16 puis 20 lasers à fibre dopée ytterbium, avec des performances variables en terme de qualité de cophasage. L'analyse du comportement laser a confirmé l'existence d'une rétroaction différenciée sur chaque voie laser, conformément au fonctionnement attendu. Par ailleurs, il a été observé que les lasers couplés par contraste de phase fonctionnaient sur un plus grand nombre de raies lasers dans une bande spectrale donnée, en bon accord avec les simulations numériques du laser et les prévisions du modèle en cavité froide. Dès les premières expériences il a été relevé que le bruit d'amplification et le niveau de réinjection avaient un impact prononcé sur la qualité de la mise en phase. La qualité de cophasage se dégradait très vite dès que la puissance pompe était poussée au-delà du seuil laser. L'utilisation d'un double étage d'amplification, le premier de gain plus faible que le second, dans chaque bras du laser a conduit à une amélioration significative des performances. Dans une configuration matricielle de 3x3 lasers, une qualité de mise en phase de 90% a été mesurée, surpassant les résultats publiés à ce jour avec d'autres architectures. Avec le laser à 3x3 bras avec double étage d'amplification, des premiers essais de montée en puissance ont été menés. Le point de fonctionnement du laser a été monté jusqu'à 4,5 fois le seuil pour lequel la puissance émise était de 11,7 Watts. A cause du faible seuil d'endommagement de certains composants critiques dans les modules amplificateurs, je n'ai pu exploiter ces derniers qu'à la moitié de leur puissance maximale soit 5W de puissance de pompage par amplificateur. Ces performances sont faibles dans l'absolu mais s'expliquent pour l'essentiel par les pertes élevées de la cavité qui devraient être fortement réduites avec l'emploi de composants mieux appropriés (fibres à maintien de polarisation, optiques de couplage réseau de fibres/espace libre ajustables, traitements antireflets, lame de phase multizones, isolateurs à faible pertes d'insertion...). A cause d'un nombre insuffisant d'amplificateurs disponibles, les expériences avec un plus grand nombre de lasers n'ont malheureusement pas pu être menées avec une gestion du gain adaptée (un seul amplificateur par bras laser à la place d'un système amplificateur multi-étages). De plus, un nouveau filtre destiné à réduire les pertes du module de couplage a été conçu mais sa réalisation défectueuse n'a pas permis de l'exploiter. En utilisant l'ensemble des vingt amplificateurs mis à notre disposition, nous avons construit une source de 4x5 faisceaux dont la mise en phase a été démontrée pour un fonctionnement proche du seuil. Bien que le système à 20 amplificateurs n'ait pas été construit avec les composants optimaux, le champ lointain observé était bien structuré et de très bon contraste de 84%, bien supérieur à ce que l'on peut trouver dans la littérature scientifique pour un procédé de mise en phase passif. Il est 2 fois supérieur à celui obtenu par le Weizmann Institute [Fridman, et al., 2010], seul autre groupe à avoir mené des expériences avec un nombre aussi élevé de bras lasers (technique passive de mise en phase). Toutefois, le niveau de co-phasage mesuré était relativement modeste (35%). Il est inférieur à celui prévu par notre modèle. Il n'a donc pas été possible de tirer une

conclusion définitive sur le potentiel de la configuration explorée vis-à-vis de son extension à une grande matrice de lasers, même si le résultat avec 9 lasers est très encourageant. On peut ajouter cependant que l'architecture à contraste de phase apporte une stabilité en puissance incomparable vis-à-vis des autres configurations. Dans nos travaux, elle s'est révélée toujours bien meilleure que celle obtenue avec une architecture à rétroaction uniforme. Si l'on se rapporte aux travaux publiés [Chang, et al., 2009] avec 16 lasers, l'instabilité est ici divisée par trois et le bénéfice s'accroît en passant à 20 lasers.

Bibliographie

Auroux Sandrine Exploration de nouvelles architectures lasers à émetteurs multiples et à verrouillage passif des phases pour le régime impulsionnel déclenché : Manuscrit de Doctorat, 2011.

Chang Wei-Zung [et al.] Array Size Scalability of Passively Coherently Phased Fiber Laser Arrays [Revue], [s.l.] : Conference on Lasers and Electro-Optics, 2009.

Fridman Moti [et al.] Passive phase locking of 25 fiber lasers, OPTICS LETTERS, 2010, pp. Vol. 35, No. 9.

Nabors C. D. Effects of phase errors on coherent emitter arrays, APPLIED OPTICS, 1994, 12 : Vol. 33.

Conclusion générale

Ce manuscrit traite d'une nouvelle technique de combinaison cohérente par auto-organisation, imaginée pour lever un verrou commun à toutes les techniques de mise en phase passive sur le nombre limité de lasers combinés efficacement. L'architecture s'appuie sur une cavité annulaire à amplification parallèle dans laquelle le couplage des émissions est assuré par un filtre structuré en amplitude et phase. Ce filtre intégré dans un montage 4f réalisant une opération de contraste de phase a pour rôle de transcrire les écarts de phase entre les champs amplifiés en modulation d'intensité à l'entrée des amplificateurs. A leur traversée, les écarts d'amplitude doivent produire des écarts de phase grâce aux non linéarités de gain qui viennent compenser les déphasages linéaires dus aux fluctuations de chemin optique. Dans le principe, c'est l'association du codage phase/amplitude réalisé par le filtre et du couplage gain/phase dans les amplificateurs qui assure la mise en phase et son maintien dans le temps en dépit des perturbations environnementales. Mon travail de thèse a fait suite à celui de Julien Guillot dans lequel des simulations numériques préliminaires laissaient présager du potentiel de cette architecture laser pour coupler plus d'une dizaine de lasers à fibre.

Dans ce contexte, je me suis attaché dans un premier temps à étudier les fonctions de filtrage et de conversion amplitude/phase dans les amplificateurs qui sont au cœur de la nouvelle approche proposée et notamment l'impact de ces fonctions sur la sélection du supermode fondamental recherché. Pour cela, j'ai repris et étendu un code de calcul, développé préalablement par Julien Guillot. La distribution du gain dans les amplificateurs puis les effets diffractifs imposés par le filtre ont été ajoutés pour s'approcher au mieux des effets réels. Les résultats des simulations ont montré une amélioration significative de la qualité de cophasage en regard des techniques de mise en phase standards par auto-organisation, cette amélioration dépendant du coefficient de couplage gain/phase dans les amplificateurs. Ainsi, en considérant des niveaux de non-linéarité de gain issus de la littérature, j'ai démontré numériquement la combinaison de 25 lasers à fibre dopée ytterbium avec une qualité de cophasage deux fois supérieure à celle de l'architecture à rétroaction uniforme. Aucun des travaux que j'ai relevés sur les mesures de déphasages induits par le gain dans les amplificateurs à fibre dopée ytterbium ne concernent la dépendance vis-à-vis de la puissance du signal injecté, dépendance qui nous intéresse dans l'architecture laser proposée. C'est pourquoi j'ai cherché à quantifier les non-linéarités de gain des amplificateurs à fibre dopée ytterbium utilisés par la suite dans les réalisations expérimentales. J'ai mis en évidence l'effet recherché dans l'observation de la modification du champ de franges issu d'un interféromètre fibré intégrant sur un bras la fibre amplificatrice (l'autre bras servant de référence) et alimenté par un signal modulé en intensité. Toutefois, le paramètre de couplage qui a été déduit des mesures était 3 à 4 fois supérieur aux valeurs données par des travaux théoriques de la bibliographie. La qualité de la mise en phase étant croissante avec la valeur de ce paramètre, ces résultats expérimentaux, bien que ne collant pas aux attentes, nous ont encouragés à poursuivre sur l'étape de dimensionnement des caractéristiques du filtre. Celui-ci doit remplir une double fonction : assurer la conversion phase/amplitude entre la sortie et l'entrée des

fibres amplificatrices et coupler les émissions pour que la cavité composite oscille sur le supermode fondamental. Pour cette étude, nous avons exploité les données issues de deux réalisations, l'une expérimentale et l'autre numérique. Ainsi, nous avons caractérisé l'émission d'un laser à quatre amplificateurs à fibre ytterbium construit sur la base de l'architecture innovante qui intègre ici un filtre modulable en amplitude et phase (matrice à cristaux liquides). D'autre part, nous avons développé, avec la méthode du faisceau propagé, un outil de simulation de l'opération de contraste de phase dans le montage 4f. En ajustant les caractéristiques opto-géométriques de l'élément filtrant, nous avons montré que l'émission se forme sur le supermode fondamental lorsque le filtre possède une transmission préférentiellement faible sur les fréquences spatiales élevées (autour de 10% en intensité). Pour que l'opération de contraste de phase soit complète, il doit appliquer un déphasage de $\pi/2$ en son centre autour de la fréquence spatiale nulle. La dimension de cette zone déphasante agit également sur le couplage des émissions multiples. Elle doit représenter 0,5 à 0,7 fois la dimension du lobe central de la figure de diffraction en champ lointain pour forcer la cavité à osciller sur le supermode en phase.

Suite à l'étude des procédés que nous voulions mettre en coopération (codage phase/amplitude et couplage gain/phase), nous avons réalisé pour la première fois une démonstration expérimentale de la mise en cohérence de multiples rayonnements lasers avec l'architecture innovante à contraste de phase. Nous avons analysé expérimentalement les caractéristiques d'émission pour 4, 9, 16 puis 20 lasers couplés. Ces résultats, pour la plupart, ont été confrontés à ceux que fournissait une architecture de mise en phase par auto-organisation standard. Dès que le nombre d'émetteurs atteint la dizaine critique à partir de laquelle la qualité de combinaison se dégrade avec les techniques standards de mise en phase par voie passive, nous avons relevé une amélioration significative du contraste ainsi une réduction forte des fluctuations de puissance combinée sur l'axe moyen de propagation. A titre d'illustration, on peut noter le contraste élevé de 84% (deux fois supérieur aux valeurs issues de la littérature) avec une fluctuation de puissance combinée de seulement 9% pour 20 lasers cophasés alors que Moti Fridman *et collaborateurs* [Fridman, et al., 2010] rapportent des fluctuations pouvant atteindre 50% pour 25 lasers considérés. Comme prévu par les simulations numériques, nous avons observé un enrichissement du contenu spectral probablement à l'origine de la bonne qualité de mise en phase. De plus, les signaux réinjectés dans les amplificateurs ont des amplitudes évoluant de façon asynchrone, comportement attendu puisque la rétroaction sur chaque voie laser dépend de la phase linéaire à corriger.

Ces bons résultats ont été obtenus au voisinage du seuil laser, le contraste de la figure de diffraction en champ lointain se dégradant fortement au-delà. La qualité de la mise en phase est altérée par le bruit d'amplification et la faible réinjection du signal dans les amplificateurs due aux pertes élevées dans la partie de cavité en espace libre. La gestion de l'amplification à l'aide d'un double étage introduit sur chaque bras laser nous a permis d'obtenir, pour un point de fonctionnement situé à 3 fois le seuil (fixé par la puissance d'endommagement des isolateurs contenus dans les modules

d'amplification), une qualité de cophasage record à ce jour et à notre connaissance de 90% pour 9 lasers couplés (nombre bridé par les amplificateurs disponibles). Afin de réduire les pertes à la réinjection, nous avons imaginé de nouvelles structures de filtres contenant plusieurs motifs déphasants et modélisé leurs aptitudes à sélectionner le supermode fondamental tout en assurant la conversion phase/amplitude. A ce jour, ces lames non disponibles, n'ont pu être testés dans le laser à contraste de phase. C'est donc plusieurs perspectives qui s'ouvrent à la suite de ces travaux de thèse. Pour conserver à haute puissance la cohérence des rayonnements à combiner, il apparaît essentiel de gérer l'amplification sur chaque bras de la cavité en distribuant le gain sur plusieurs étages. On peut alors s'interroger sur les niveaux de non linéarité de gain dans des chaînes d'amplification.

De manière plus générale, un nouveau champ d'investigation s'ouvre avec des problématiques fondamentales et appliquées. Ces lasers peuvent être traités comme des systèmes non linéaires couplés pour lesquels le couplage dépend des effets conjoints de conversion phase amplitude dans le système de filtrage et de conversion amplitude phase (relations de Kramers-Kronig) dans les amplificateurs.

Bibliographie

Fridman Moti [et al.] Passive phase locking of 25 fiber lasers, OPTICS LETTERS, 2010, pp. Vol. 35, No. 9.

Annexe

Etapes de calcul pour aboutir à l'équation [II-18] caractérisant la fonction de filtrage 2D dans le code numérique :

En suivant un résonnant spatial, le champ proche initial disposé en matrice carré de faisceaux espacés d'un pas p selon les axe x et y , est défini comme suit (cas similaire aux définitions présentées dans le chapitre 1) :

$$\xi(x, y) = E_0 \cdot \left[\left(g\left(\frac{x}{\omega}\right) \cdot g\left(\frac{y}{\omega}\right) \right) * (\text{III}_p^x \cdot \text{III}_p^y) \right] \cdot \text{rect}\left(\frac{x}{\sqrt{N}p}\right) \cdot \text{rect}\left(\frac{y}{\sqrt{N}p}\right) \quad [\text{A-1}]$$

$$\xi(x, y) = E_0 \cdot \left[\left(g\left(\frac{x}{\omega}\right) * \text{III}_p^x \right) \cdot \text{rect}\left(\frac{x}{\sqrt{N}p}\right) \right] \cdot \left[\left(g\left(\frac{y}{\omega}\right) * \text{III}_p^y \right) \cdot \text{rect}\left(\frac{y}{\sqrt{N}p}\right) \right] \quad [\text{A-2}]$$

L'écriture discrétisée du champ proche initial est donnée par :

$$\xi(x, y) = \sum_{u=1}^{\sqrt{N}} \sum_{v=1}^{\sqrt{N}} E_{u,v} \cdot g\left(\frac{x - x_u}{\omega}\right) \cdot g\left(\frac{y - y_v}{\omega}\right) \quad [\text{A-3}]$$

Avec :

E_0 : Champs avant filtrage

$E_{u,v}$: Champs discrétisés avant filtrage

g : Gaussienne correspondant à une structure de champs unimodale

ω : rayon des gaussiennes g à $1/e$ en champ

N : Nombre total d'émetteurs

p : Pas de la matrice de faisceau en champ proche

La démonstration sera réalisée sur une seule dimension pour alléger l'écriture des formules. Le résultat est généralisable à deux dimensions très simplement.

On définit alors la fonction $F(x)$ telle que :

$$F(x) = E_0 \cdot \left(g\left(\frac{x}{\omega}\right) * \text{III}_p^x \right) \cdot \text{rect}\left(\frac{x}{\sqrt{N}p}\right) \quad [\text{A-4}]$$

De manière discrétisée :

$$F(x) = \sum_u E_u \cdot g\left(\frac{x-u}{\omega}\right) \quad [\text{A-5}]$$

Le champ lointain est alors défini par :

$$E_{CL}(x') = TF(F(x)) \quad [\text{A-6}]$$

avec :

$$x' = N_x \lambda f$$

et :

f : distance focale utilisée pour former le champ lointain

λ : Longueur d'onde moyenne du signal

I Filtrage par diaphragmation

En considérant un diaphragme d'ouverture carrée de largeur a et non circulaire pour simplifier le calcul (cas de l'architecture à rétroaction uniforme), le champ lointain filtré s'écrit :

$$E_{CL}^F(x') = E_{CL}(x') \cdot \text{rect}\left(\frac{x'}{a}\right) \quad [\text{A-7}]$$

ou encore :

$$E_{CL}^F(N_x) = E_{CL}(N_x) \cdot \text{rect}\left(\frac{N_x \lambda f}{a}\right) \quad [\text{A-8}]$$

Ainsi le champ reformé est donné par la transformé de Fourier du champ filtré :

$$F'(x) = -E_0 e^{i2kf} \cdot \left[TF \left(E_{CL}(N_x) \cdot \text{rect}\left(\frac{N_x \lambda f}{a}\right) \right) \right] \quad [\text{A-9}]$$

$$F'(x) = -E_0 e^{i2kf} \cdot \left[F(x) * \left(\frac{a}{\lambda f} \cdot \text{sinc}\left(\frac{a}{\lambda f} x\right) \right) \right] \quad [\text{A-10}]$$

On peut écrire de manière discrétisée :

$$F(x) * \text{sinc}\left(\frac{a}{\lambda f} x\right) = \sum_u E_u \cdot \left(g\left(\frac{x-x_u}{\omega}\right) * \text{sinc}\left(\frac{a}{\lambda f} x\right) \right) \quad [\text{A-11}]$$

Définissons l'équation $C_i(x)$ pour calculer le produit de convolution ci-dessus :

$$C_i(x) = g\left(\frac{x-x_i}{\omega}\right) * \text{sinc}\left(\frac{a}{\lambda f} x\right) \quad [\text{A-12}]$$

Pour $x_i = 0$:

$$C_0(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} g\left(\frac{s}{\omega}\right) \text{sinc}\left(\frac{a}{\lambda f}(x-s)\right) ds \quad [\text{A-13}]$$

Recherche du maximum de la fonction $C_0(x)$:

Nous savons que $\omega \ll \frac{\lambda f}{a}$ et que le maximum de cette fonction est obtenu pour $x = 0$:

$$C_0(x) = \int g\left(\frac{s}{\omega}\right) \text{sinc}\left(\frac{a}{\lambda f}(x-s)\right) ds \neq \int g\left(\frac{s}{\omega}\right) ds = \omega \quad [\text{A-14}]$$

Donc $C_0(x) \cong \omega \cdot c_0(x)$ où :

$c_i(x)$ est le profil de la fonction de corrélation normalisée ($\max(c_i(x)) = 1$).

Pour $x_i \neq 0$, $\max(C_i(x)) = C_i(x_i) \neq \omega$.

L'approximation $C_i(x) \cong \omega \cdot c_i(x)$ reste valable ($c_i(x) = c_0(x-x_i)$).

Recherche du profil du produit de convolution :

On cherche à présent le profil du produit de convolution en faisant l'hypothèse qu'une gaussienne élémentaire de faible largeur par rapport au sinus cardinal ($\omega \ll \frac{\lambda f}{a}$) peut s'approximer à un Dirac : $g\left(\frac{x}{\omega}\right) \sim \delta$.

Ainsi, on a :

$$C_\delta(x) = \int \delta \cdot \text{sinc}\left(\frac{a(x-s)}{\lambda f}\right) ds = \text{sinc}\left(\frac{ax}{\lambda f}\right) \quad [\text{A-15}]$$

Et : $C_\delta(0) = \int \delta ds = 1$. Par analogie avec ce qui précède, on peut écrire : $c(x) = C_\delta(x)$ soit $C(x) \cong \omega \cdot C_\delta(x)$.

Par ces hypothèses, il est possible d'écrire la fonction $F(x) * \text{sinc}\left(\frac{a}{\lambda f}x\right)$ telle que :

$$F(x) * \text{sinc}\left(\frac{a}{\lambda f}x\right) = \omega \cdot \sum_u g\left(\frac{x-x_u}{\omega}\right) \cdot \text{sinc}\left(\frac{a}{\lambda f}x\right) \quad [\text{A-16}]$$

A une phase près (e^{i2kf}) et à une permutation près suivant l'axe x , on peut écrire les champs $F'(x)$ reformés après filtrage de la manière suivante :

$$F'(x) = \left(\frac{a\omega}{\lambda f}\right) \sum_{u=1}^{\sqrt{N}} E_u \cdot g\left(\frac{x-x_u}{\omega}\right) \cdot \text{sinc}\left(\frac{a}{\lambda f}x\right) \quad [\text{A-17}]$$

Où E_u sont les amplitudes et phases des champs avant filtrage.

En écrivant les champs reformés discrétisés tel que $F'(x) = \sum_i S_i \delta_i$ et $a = \frac{2\lambda f \gamma}{(\sqrt{N} \cdot p)}$ ou γ est le rapport entre la taille de la zone déphasante a sur la largeur du lobe central de la figure de diffraction en champ lointain $\frac{2\lambda f}{(\sqrt{N} \cdot p)}$, on obtient la fonction de filtrage type diaphragme utilisée dans le code de calcul :

$$S_{i,j} = \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \left(\frac{2\gamma w}{p}\right) \cdot \sum_{u=1}^{\sqrt{N}} E_u \cdot \text{sinc}\left(\frac{(i-u) \cdot 2 \cdot \gamma}{\sqrt{N}}\right) \quad [\text{A-18}]$$

A deux dimensions nous avons alors :

$$S_{i,j} = \frac{1}{N} \cdot \left(\frac{2\gamma w}{p}\right)^2 \cdot \sum_{u=1}^{\sqrt{N}} \sum_{v=1}^{\sqrt{N}} E_{u,v} \cdot \text{sinc}\left(\frac{(i-u) \cdot 2 \cdot \gamma}{\sqrt{N}}\right) \cdot \text{sinc}\left(\frac{(j-v) \cdot 2 \cdot \gamma}{\sqrt{N}}\right) \quad [\text{A-19}]$$

II Filtrage par contraste de phase

La fonction de transmission de la lame de phase sur le champ lointain est caractérisée comme suis :

$$E_{CL}^F(N_x, N_y) = \beta \left(E_{CL}(N_x, N_y) - E_{CL}(N_x, N_y) \cdot \text{rect}\left(\frac{N_x \lambda f}{a}\right) \cdot \text{rect}\left(\frac{N_y \lambda f}{a}\right) \right) \quad [\text{A-20}] \\ + e^{j\frac{\pi}{2}} \left(E_{CL}(N_x, N_y) \cdot \text{rect}\left(\frac{N_x \lambda f}{a}\right) \cdot \text{rect}\left(\frac{N_y \lambda f}{a}\right) \right)$$

Ou encore :

$$E_{CL}^F(N_x, N_y) = \beta E_{CL}(N_x, N_y) + \left(e^{j\frac{\pi}{2}} - \beta \right) \left(E_{CL}(N_x, N_y) \cdot \text{rect} \left(\frac{N_x \lambda f}{a} \right) \cdot \text{rect} \left(\frac{N_y \lambda f}{a} \right) \right) \quad [\text{A-21}]$$

On retrouve, comme présenté dans la partie I.2 du chapitre 2, la partie du champ hors de la zone déphasante $(E_{CL}(N_x, N_y) - E_{CL}(N_x, N_y) \cdot \text{rect} \left(\frac{N_x \lambda f}{a} \right) \cdot \text{rect} \left(\frac{N_y \lambda f}{a} \right))$ atténuée d'un facteur β et le champ autour de l'axe $(E_{CL}(N_x, N_y) \cdot \text{rect} \left(\frac{N_x \lambda f}{a} \right) \cdot \text{rect} \left(\frac{N_y \lambda f}{a} \right))$ déphasé de $\frac{\pi}{2}$.

En suivant le même raisonnement que ce qui précède, on peut écrire le champ proche reformé :

$$F'(x, y) = -E_0 e^{i2kf} \cdot \left(\beta F(-x) F(-y) + \left(e^{j\frac{\pi}{2}} - \beta \right) \left\{ \left[F(-x) * \left(\frac{a}{\lambda f} \cdot \text{sinc} \left(\frac{a}{\lambda f} x \right) \right) \right] \cdot \left[F(-y) * \left(\frac{a}{\lambda f} \cdot \text{sinc} \left(\frac{a}{\lambda f} y \right) \right) \right] \right\} \right) \quad [\text{A-22}]$$

En faisant les mêmes hypothèses pour le calcul du produit de convolution, à une phase près (e^{i2kf}) et à une permutation près selon les axes x et y , on peut écrire les champs $F'(x, y)$ reformés après filtrage tels que :

$$F'(x, y) = \beta F(x, y) + \left(e^{j\frac{\pi}{2}} - \beta \right) \left(\frac{a\omega}{\lambda f} \right)^2 \sum_{u=1}^{\sqrt{N}} \sum_{v=1}^{\sqrt{N}} E_{u,v} \cdot g \left(\frac{x - x_u}{\omega} \right) \cdot \text{sinc} \left(\frac{a}{\lambda f} x \right) \cdot g \left(\frac{y - y_v}{\omega} \right) \cdot \text{sinc} \left(\frac{a}{\lambda f} y \right) \quad [\text{A-23}]$$

Finalement, en écrivant les champs $F'(x, y)$ de manière discrétisé avec $a = \frac{2\lambda f \gamma}{(\sqrt{N} \cdot p)}$, on retrouve l'équation caractérisant le filtrage par contraste de phase utilisée dans le code numérique du chapitre 2 :

$$S_{i,j} = \beta E_{i,j} + \frac{1}{N} \cdot \left(\frac{2\gamma w}{p} \right)^2 \cdot \left(e^{j\frac{\pi}{2}} - \beta \right) \cdot \sum_{u=1}^{\sqrt{N}} \sum_{v=1}^{\sqrt{N}} E_{u,v} \cdot \text{sinc} \left(\frac{(i-u) \cdot 2 \cdot \gamma}{\sqrt{N}} \right) \cdot \text{sinc} \left(\frac{(j-v) \cdot 2 \cdot \gamma}{\sqrt{N}} \right) \quad [\text{A-24}]$$

Bibliographie de l'auteur

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

F. Jeux, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, J. Guillot, A. Barthelemy
 “Passive coherent combining of lasers with phase-contrast filtering for enhanced efficiency”
 Applied Physics B, July 2012, Volume 108, Issue 1, pp 81-87

François Jeux, Agnès Desfarges-Berthelemot, Vincent Kermène, and Alain Barthelemy
 “Experimental demonstration of passive coherent combining of fiber lasers by phase contrast filtering”
 Optics Express, Vol. 20, Issue 27, pp. 28941-28946 (2012)

F. Jeux, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, A. Barthelemy, D. Sabourdy, J.E. Montagne
 “Nonlinearities enhance combining of coherent beams”
 SPIE Newsroom, 28 january 2013

Communications dans des congrès nationaux et internationaux

F. Jeux, A. Desfarges-Berthelemot¹, V.Kermène, and A. Barthelemy
 “Passive coherent combining of 16 fiber lasers by phase contrast filtering”
 CLEO®/Europe-IQEC 2013, Munich, May 13 (2013)

François Jeux, Agnes Desfarges-Berthelemot, Vincent Kermène, Julien Guillot, and Alain Barthelemy
 “Phase-locking a fiber laser array by phase contrast filtering and nonlinearity”
 Advanced Photonic Congress, Colorado Springs, Colorado June 17 (2012)

F. Jeux, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, A. Barthelemy, D. Sabourdy, J. E. Montagne SPIE
 “New design for passive coherent coupling of fiber lasers”
 SPIE Security and Defense, Edimbourg : Royaume-Uni (2012)

François Jeux, Agnès Desfarges-Berthelemot, Vincent Kermène, Alain Barthélémy
 “Coupled lasers and nonlinearity”
 Photonics North 2012, Montréal, Canada : États-Unis (2012)

F. Jeux, V.Kermene, A.Desfarges-Berthelemot, A.Barthelemy,
 “Laser array phase-locking and nonlinearity”
 Foundations & Advances in Nonlinear Science + Advanced Nonlinear Photonics, Minsk: Belarus (2012)

François Jeux, Agnès Desfarges-Berthelemot, Vincent Kermène, Julien Guillot, Alain Barthélémy
 “Combinaison cohérente passive par association d'un filtrage a contraste de phase et de non linéarités”
 JNOG 2012, Lyon : France (2012)

Résumés des publications dans des revues internationales :

Passive coherent combining of lasers with phase-contrast filtering for enhanced efficiency:

A new passive technique to phase-lock a laser array is proposed and analyzed. It improves the laser combining efficiency with a large number of emitters. Our architecture combines selective coupling based on a phase-contrast filter and resonant phase nonlinearity of amplifiers. A numerical study predicts that with 20 fiber lasers the architecture leads to a phase-locking efficiency which is twice the value observed up to now in published experiments.

Experimental demonstration of passive coherent combining of fiber lasers by phase contrast filtering:

We report experiments on a new laser architecture involving phase contrast filtering to coherently combine an array of fiber lasers. We demonstrate that the new technique yields a more stable phase-locking than standard methods using only amplitude filtering. A spectral analysis of the output beams shows that the new scheme generates more resonant frequencies common to the coupled lasers. This property can enhance the combining efficiency when the number of lasers to be coupled is large.