



HAL
open science

Mise en phase active de fibres laser en régime femtoseconde par méthode interférométrique

Jérémy Le Dortz

► **To cite this version:**

Jérémy Le Dortz. Mise en phase active de fibres laser en régime femtoseconde par méthode interférométrique. Physique [physics]. Université Paris Saclay (COMUE), 2018. Français. NNT : 2018SACLX071 . tel-02089823

HAL Id: tel-02089823

<https://pastel.hal.science/tel-02089823v1>

Submitted on 4 Apr 2019

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

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

Mise en phase active de fibres laser en régime femtoseconde par méthode interférométrique

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

École doctorale n°572 Onde et matières (EDOM)
Spécialité de doctorat: Optique et photonique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 11 septembre 2018, par

Jérémy Le Dortz

Composition du Jury :

M. Marc Hanna Chargé de recherche, CNRS (LCF)	Président
M. Vincent Kermène Directeur de recherche, CNRS (XLIM)	Rapporteur
M. Thierry Chartier Professeur, CNRS (FOTON)	Rapporteur
Mme Cindy Bellanger Ingénieur R&D, Onera	Examinatrice
M. Nicolas Sanner Maître de Conférences, CNRS (LP3)	Examineur
M. Christian Larat Chercheur, Thales Research and Technology	Encadrant de thèse
M. Jean-Christophe Chanteloup Chargé de recherche, CNRS (École Polytechnique)	Directeur de thèse

Thèse préparée à

THALES

Thales Research and Technology

1, avenue Augustin Fresnel, 91120 Palaiseau, FRANCE



LULI, École Polytechnique

route de saclay, 91128 Palaiseau, FRANCE

Remerciements

Car ces lignes sont souvent les plus lues (et les mieux comprises...) d'un manuscrit, c'est avec plaisir que je me remémore ici les nombreuses anecdotes qui ont émaillé cette thèse et remercie toutes les personnes rencontrées durant cette riche aventure scientifique et humaine.

Je tiens tout d'abord à remercier mes rapporteurs de thèse Vincent Kermène et Thierry Chartier pour leur lecture approfondie du manuscrit de thèse ainsi que leurs remarques constructives. Je remercie vivement les autres membres du jury pour leur présence et questions lors de la soutenance.

Christian, ton soutien et ta disponibilité sans faille tout au long de ma thèse, dans et en dehors des murs de TRT, m'auront été extrêmement précieux. À tes côtés, j'ai pu apprendre de ta grande rigueur scientifique tant pour les expériences au laboratoire que pour la métrologie associée. Et bien que le « il faut conclure ! » demeure (et reste à travailler) tu as toujours su te montrer compréhensif et patient. Tes qualités d'encadrement et de Physicien me serviront d'exemples pour la suite. Et pour tous les footings et autres bons momentings : Mercing !

Jean-Christophe, merci de m'avoir accompagné dans ce doctorat et dans le passionnant projet XCAN en tant que directeur de thèse, d'avoir été présent et disponible.

Je tiens à remercier ici tous les membres du projet XCAN (collaboration entre Thales et l'École Polytechnique) dans lequel s'inscrivait ma thèse. Tout d'abord, Marie qui m'a transmis le flambeau de la combinaison de faisceaux laser. Tes nombreux conseils tant au labo qu'au niveau des démarches administratives m'auront été d'une grande aide. Jérôme, avec qui j'ai pris un immense plaisir à travailler et ce, toujours dans la bonne humeur. Arnaud, qui m'a présenté en premier la beauté de la combinaison de faisceaux à la fin de mon stage et qui a su supporter ma tête dure de Breton jusqu'à la correction des articles.

Au sein de Thales, je tiens également à remercier Eric, Naruomi, Christophe et tous les membres de TOSA que j'ai pu rencontrer lors de cette thèse. Un grand merci à tous les membres XCAN de l'École Polytechnique : Louis, Ihsan, Anke et Séverine.

Je tiens également à remercier Gérard Mourou qui est à l'initiative de ce projet et que je tiens à féliciter à cette occasion pour son prix Nobel de Physique 2018 sur l'amplification laser à dérive de fréquences.

De façon non-exhaustive, je remercie tous les permanents du groupe TRT. Tout d'abord, je tiens à remercier Daniel et Pascale qui m'ont donné l'opportunité d'effectuer mon stage au sein du groupe OTS sur les lasers bi-fréquences (merci au passage à Grégoire et Mehdi!) et m'ont renouvelé leur confiance pour une poursuite en thèse. Un énorme merci à Muriel et Dominique : ne vous en faites pas, vos rejets s'en

sortiront... Merci aux autres permanents : Perrine, Ghaya, Luc, Loïc, Vincent C., Barbara, Stéphanie, Vincent K., Alfredo, Gilles, Patrick, François, Thierry, Ludovic, Mathieu, Sylvain, Arnaud, ...

Merci à tous mes congénères thésards et autres stagiaires avec qui j'ai pu partager franches rigolades, discussions philosophiques ou saugrenues et happy hours.

Mes remerciements vont enfin à ma famille qui m'a épaulé et soutenu à chaque instant pour surfer au mieux cette thèse, dans les purs moments de glisse comme dans les moments de grosse houle ou de flat.

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE	9
I. PROBLEMATIQUE ET ETAT DE L'ART	13
I.1. Architectures laser pour l'amplification haute puissance	13
I.2. Sources laser à fibre	14
I.2.1. Limitation en puissance crête.....	16
I.2.2. Limitation en puissance moyenne.....	17
I.3. Distribution de la puissance temporellement et spatialement	17
I.3.1. Amplification par dérive de fréquence.....	17
I.3.2. Fibre à large aire modale.....	18
I.4. Techniques de combinaison de faisceaux	20
I.4.1. Combinaison incohérente	20
I.4.2. Combinaison cohérente	21
I.4.3. Combinaison cohérente spatiale et/ou temporelle	23
I.5. Techniques de mise en phase de faisceaux.....	25
I.5.1. Mise en phase passive	26
I.5.2. Mise en phase active	26
I.6. Conclusion.....	34
II. COMBINAISON COHERENTE EN REGIME FEMTOSECONDE PAR METHODE INTERFEROMETRIQUE	37
II.1. Problématique de la combinaison cohérente en régime femtoseconde.....	37
II.1.1. Processus de combinaison cohérente en régime femtoseconde	37
II.1.2. Etude et modélisation de l'efficacité de combinaison du système laser	40
II.2. Développement analytique du modèle	45
II.3. Réalisation pratique.....	61
II.3.1. Synchronisation temporelle par mesure de contraste.....	61
II.3.2. Verrouillage en phase et suivi dynamique des impulsions	65
II.4. Conclusion	74
III. COMBINAISON COHERENTE DE 19 FIBRES PASSIVES EN REGIME FEMTOSECONDE	77
III.1. Description du système laser	77
III.1.1. Montage expérimental	77
III.1.2. Tête optique et microlentilles.....	79
III.2. Résultats expérimentaux	84

III.2.1. Combinaison des faisceaux	85
III.2.2. Caractérisation de la qualité de combinaison.....	88
III.2.3. Compression	94
III.3. Conclusion	95
IV. AUGMENTATION DE L'EFFICACITE DE COMBINAISON	97
IV.1. Influence du taux de remplissage des microlentilles en champ proche sur l'efficacité de combinaison pour des profils d'intensité gaussien et super-gaussien.....	98
IV.2. Principe de mise en forme de faisceaux avec un profil d'intensité super-gaussien en champ proche	99
IV.3. Calcul des profils asphériques des lames de phase	100
IV.3.1. Outils de simulation	101
IV.3.2. Calculs théoriques.....	103
IV.4. Résultats expérimentaux	109
IV.4.1. Mise en forme de faisceau en profil d'intensité super-gaussien (ordre 10) en champ proche	109
IV.4.2. Combinaison en champ lointain.....	110
IV.5. Conclusion	112
CONCLUSION GENERALE.....	115
PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS.....	117
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	119

Introduction générale

Les sources lasers impulsionnelles sont utilisées dans grand nombre d'applications (industrielles, médicales, de recherche fondamentale). Les premières développées furent les sources laser nanosecondes. On les utilise ainsi pour réaliser de l'usinage de matériaux, des LIDARS, ou encore des opérations chirurgicales/esthétiques dans le domaine biomédical. Cependant, la durée d'interaction lumière-matière est suffisamment grande pour entraîner un échauffement du matériau autour de la zone d'impact. Par exemple, dans le cas de perçage de matériaux, la qualité du trou créé est impactée par la forte accumulation de chaleur au passage de l'impulsion. De même, dans les opérations médicales, les cellules autour de la zone de traitement peuvent être détruites rendant l'utilisation de sources nanosecondes dangereuses (augmentation de la durée de cicatrisation). Les sources laser nanosecondes ne sont donc pas adaptées aux applications sensibles aux effets thermiques.

Les sources d'impulsions ultra-brèves femtosecondes, dont la technologie diffère notablement des sources nanosecondes, permettent d'adresser ces applications. En effet, les impulsions femtosecondes présentent une très faible durée d'interaction lumière-matière qui permet de réduire les effets thermiques en conservant une puissance crête élevée mais avec beaucoup moins d'énergie par impulsion. On peut ainsi utiliser les sources femtosecondes pour réaliser des trous avec usinage athermique ou réaliser des opérations chirurgicales (ablation de tumeur par exemple) où une courte durée d'impulsion est primordiale. Les sources femtosecondes sont également utilisées en recherche fondamentale pour la génération d'impulsions attosecondes par exemple.

Pour répondre à la demande croissante en hautes puissances, une course à la puissance crête et à la puissance moyenne s'est engagée. La source laser la plus couramment utilisée pour générer de hautes puissances crêtes repose sur la technologie Ti:Saphir (milieu à gain). Des puissances crêtes de l'ordre de la dizaine de Petawatts sont atteintes dans l'état de l'art actuel. Cependant, des problèmes thermiques, liés au refroidissement du milieu actif, limitent le taux de répétition et donc la puissance moyenne (jusqu'à quelques Watts). Une alternative prometteuse est l'utilisation de la technologie fibrée qui, de par son grand rapport surface/volume, permet d'atteindre des puissances moyennes au-delà du kW. Cependant, à hautes intensités, l'apparition d'effets non-linéaires limite l'énergie extractible d'une seule fibre.

Or, certaines applications futures, comme la lithographie EUV (Extrême Ultraviolet) [1], le désorbitage de débris spatiaux [2], la transmutation de déchets nucléaires [3] ou encore l'accélération de particules par sillage laser [4], nécessitent à la fois un fort taux de répétition et une haute énergie. Dans le cas de l'accélération de particules, un taux de répétition de l'ordre du kHz (augmentant la probabilité d'apparition des particules étudiées) et des énergies au-delà du Petawatt s'avèrent nécessaires pour remplacer les accélérateurs synchrotrons actuels (comme le Large

Hadron Collider au CERN sur la frontière franco-suisse) capables de délivrer des énergies de quelques TeV.

Une solution est alors de réaliser une combinaison de rayonnements issus de fibres amplificatrices (jusqu'à plus de 10 000 fibres pour l'accélération de particules) [5]. La combinaison de faisceaux par méthode interférométrique a prouvé qu'elle était une excellente candidate pour la combinaison d'un grand nombre de fibres. Ainsi, la combinaison d'un nombre record de 64 fibres a été démontrée en régime continu avec cette méthode [6]. Sa compatibilité avec la combinaison de plus de 10 000 fibres a également été démontrée [7]. Or, comme nous l'avons mentionné, des applications futures nécessitent un fonctionnement en régime femtoseconde.

Les travaux présentés dans cette thèse s'inscrivent dans le cadre du projet XCAN. Il s'agit d'un projet de trois ans initié en 2015 qui vise à concevoir, intégrer et opérer un démonstrateur de combinaison cohérente de 61 fibres amplifiées en régime femtoseconde. Celui-ci est réalisé via une collaboration entre l'École Polytechnique, Thales Optronique et Thales Research and Technology. Le démonstrateur final est installé dans les laboratoires de l'École Polytechnique. Les performances visées de ce système laser de combinaison de faisceaux issus de fibres amplificatrices sont une énergie en sortie de 3 mJ, un taux de répétition de 200 kHz et des impulsions de 300 fs à 1030 nm. Ce démonstrateur constituera alors une preuve de principe d'une nouvelle architecture laser massivement parallèle capable de délivrer à la fois une haute puissance crête et une haute puissance moyenne (environ un demi-kW moyen).

Dans ce projet collaboratif industriel-académique, Thales apporte, entre autres, son expertise sur la mise en phase d'un grand nombre de fibres. Ainsi, afin de démontrer la transposition de la méthode de combinaison cohérente par méthode interférométrique du régime continu au régime femtoseconde, un premier démonstrateur de combinaison cohérente de faisceaux non-amplifiés a été mis au point au cours de cette thèse à Thales Research and Technology. Ce démonstrateur permettant d'étudier les points durs inhérents à la combinaison cohérente en régime femtoseconde. Une fois le processus de mise en phase validé sur le démonstrateur passif celui-ci a pu être implémenté et testé sur le démonstrateur avec amplification du projet XCAN. Une fois validée la méthode de mise en phase en régime femtoseconde, un second objectif de cette thèse est de chercher à augmenter un paramètre clé des systèmes de combinaisons de faisceaux, à savoir : l'efficacité de combinaison du système laser. Pour cela, nous avons réalisé une mise en forme des faisceaux issus des fibres de la tête optique. Cette mise en forme, gaussien vers super-gaussien, est réalisée à l'aide de deux réseaux de lames de phase. Afin de valider expérimentalement nos simulations et après réalisation des lames de phase, nous avons pu tester celles-ci sur le démonstrateur passif.

Dans ce manuscrit, nous présenterons tout d'abord un état de l'art des technologies laser haute puissance en convergeant vers la méthode de combinaison cohérente de rayonnements issus de fibres amplificatrices (chapitre I). Dans le chapitre II, nous présenterons la méthode de combinaison par mesure interférométrique et les contraintes spécifiques au régime femtoseconde. Le chapitre III est consacré à la

description du montage expérimental du démonstrateur passif et des résultats expérimentaux obtenus. Une validation des performances du système de mise en phase, à travers une mesure de l'erreur résiduelle de phase en régime non-linéaire réalisée sur le démonstrateur amplifié du projet XCAN, sera également présentée. Nous nous intéresserons enfin dans le chapitre IV aux travaux menés sur l'augmentation de l'efficacité de combinaison du système laser. Nous présenterons ainsi le calcul des profils des lames de phase et les résultats expérimentaux obtenus.

I. Problématique et état de l'art

Dans ce chapitre, nous faisons tout d'abord l'état de l'art des architectures laser hautes puissances. Nous verrons alors les nombreux avantages que présente un milieu amplificateur fibré. Après avoir évoqué les limitations en haute puissance des fibres, nous verrons quelles sont les méthodes mises en œuvre pour y pallier. Nous présenterons enfin les différentes technologies de combinaison de rayonnements issus de fibres optiques. Nous évaluerons alors celles qui sont les plus adaptées pour combiner un grand nombre de faisceaux.

I.1. Architectures laser pour l'amplification haute puissance

La génération d'impulsions laser ultracourtes a débuté dans les années 1970 avec l'utilisation de lasers à colorant [8]. L'adoption de la technologie CPA [9] et l'émergence de sources à milieu actif solide Ti:Saphir ont par la suite permis d'augmenter la puissance crête de plusieurs ordres de grandeur. Ainsi, les technologies laser haute puissance actuelles sont capables d'atteindre des puissances crêtes au-delà du Petawatt [10]. Dans le cadre du projet européen ELI, Thales Optronique installe actuellement en Roumanie une chaîne laser capable de délivrer à l'horizon 2019 une puissance crête de 2×10^{15} Watts, ce qui constituera le laser le plus puissant au monde. Cependant, l'efficacité électrique-optique des milieux actifs Ti:Saphir est très faible, inférieure à 0,01 %. De plus, le taux de répétition de ces sources laser est limité (au niveau du Hz) avec des puissances moyennes de seulement quelques Watts. Cette limitation de la puissance moyenne est due à des problèmes thermiques. En effet, un fort défaut quantique (écart de longueur d'onde) d'environ 35 % entre la lumière de pompe et le signal laser entraîne une importante création de chaleur. Par effet thermo-optique, l'indice du matériau va donc s'en trouver modifié conduisant à une déformation du profil spatial du faisceau. De par la difficulté pour refroidir efficacement un milieu actif massif (bulk), de nouvelles géométries laser ont été proposées. On peut notamment citer les technologies disque fin (thin-disk), plaque laser (slab) et fibrée. Celles-ci sont comparées à la géométrie bulk sur la Figure I-1.

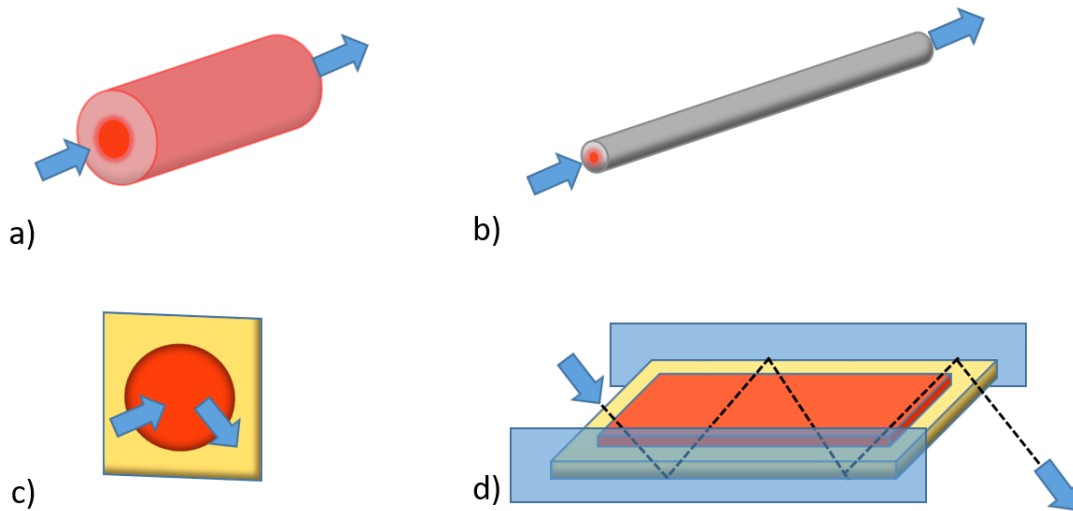


Figure I-1 : Représentations schématiques de différents milieux amplificateurs haute puissance : a) Milieu massif ou bulk, b) Fibre active, c) Disque fin et d) Plaque laser.

Ces nouvelles géométries ont toutes en commun d'augmenter le rapport surface/volume du milieu actif par rapport au milieu actif massif. Le refroidissement sur le disque fin est réalisé sur la face arrière. L'évacuation de chaleur s'effectue donc sur l'axe longitudinal (par rapport à celui d'extraction laser) ce qui implique que le gradient thermique transverse soit quasi-absent. Dans le cas de la plaque laser, le refroidissement est réalisé sur deux faces (voir Figure I-1) et l'évacuation de chaleur s'effectue sur un axe transverse à celui du laser à amplifier. Le gradient thermique transverse est donc réduit dans une seule direction. Afin de réduire le gradient thermique transverse dans les deux directions, une solution est de propager le faisceau signal en zigzag au sein du milieu actif [11]. Enfin, la technologie fibrée présente le rapport surface refroidie/volume amplificateur le plus important, permettant une excellente extraction de chaleur et ainsi ne nécessite pas de système de refroidissement particulier autre que la convection de l'air ambiant. En régime femtoseconde, avec toutes ces technologies, des puissances moyennes de l'ordre du kW ont été démontrées [11] [12] [13]. Cependant, la puissance crête délivrée par ces différents systèmes lasers reste plusieurs ordres de grandeurs inférieure à celle délivrée par la technologie Ti:Saphir actuelle. Des travaux importants sont menés afin de d'améliorer ces performances. Comme nous l'avons vu dans l'Introduction générale, les applications de haute puissance visées nécessitent à la fois de fortes puissances moyennes et crêtes. Dans la suite de ce manuscrit, nous nous limiterons aux systèmes de combinaison par fibres qui, comme nous allons le voir, présentent de nombreux avantages.

I.2. Sources laser à fibre

Les sources laser à fibre reposent sur une fibre optique comme milieu amplificateur. Elles sont constituées d'un cœur d'indice de réfraction n_c entouré d'une gaine diélectrique d'indice n_g comme représenté à gauche de la Figure I-2.

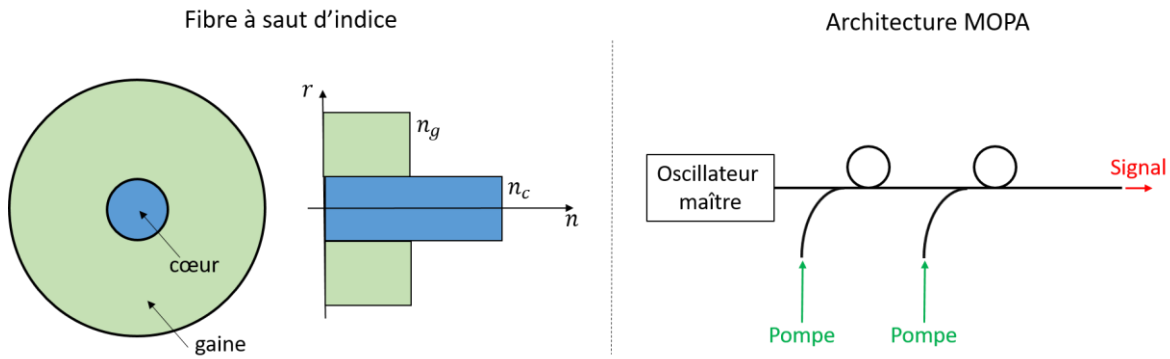


Figure I-2 : A gauche : Schéma d'une fibre à saut d'indice avec r , le rayon de la fibre et n_c et n_g , les indices respectifs du cœur et de la gaine. A droite : Schéma de principe d'une architecture fibrée (isolateurs fibrés, diodes de pompe fibrées, ...) MOPA.

Le faisceau laser à amplifier se propage au sein du cœur par saut d'indice (ou réflexion totale interne) si $n_c > n_g$. Pour obtenir un milieu amplificateur, la matrice hôte du cœur, en silice, est dopée avec des ions terres rares. Le choix de l'élément terre rare fixe les longueurs d'onde d'émission et de pompe. Aujourd'hui, les fibres dopées ytterbium ont prouvé qu'elles étaient une technologie de choix pour générer de hautes puissances [14]. Leur longueur d'émission est située autour de 1030 nm avec une largeur de bande de 100 nm. Le pompage, autour de 915 nm ou 976 nm [15] peut, quant à lui, être aisément réalisé à l'aide de diodes laser haute puissance du commerce. Comparativement aux sources Ti:Sa, le défaut quantique dû à la différence entre les longueurs d'onde signal et de pompe est faible (inférieur à 10 %). De plus, le guidage par saut d'indice assure un bon recouvrement de la pompe et du signal sur de grandes longueurs d'interaction (au minimum un mètre) offrant une grande efficacité optique-optique jusqu'à plus de 80 %. Le gain peut atteindre, quant à lui, plusieurs dizaines de dB. Cependant, le couplage des faisceaux de pompe et signal dans un même cœur impose au faisceau de pompe d'être monomode spatial. Or, dans l'état de l'art actuel, les diodes lasers haute puissance ne fournissent pas de telles performances (quelques Watts en monomode contre quelques dizaines à quelques centaines de Watts en multimode). Une solution est alors d'utiliser des fibres à double gaine dans lesquelles le signal se propage dans un cœur dopé central délimité par une première gaine tandis que la pompe se propage dans un second cœur très multimode délimité par une seconde gaine. Un schéma d'une fibre à double gaine est illustré sur la Figure I-3. Bien que dans cette architecture de fibre, le recouvrement pompe/signal soit faible, la grande longueur d'interaction de la fibre permet à la pompe d'être quasiment absorbée assurant une excellente efficacité optique-optique.

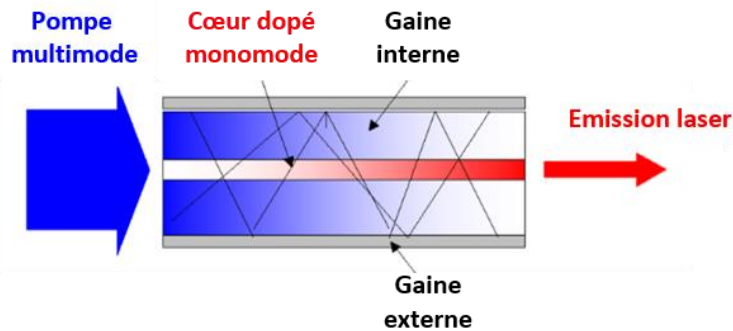


Figure I-3 : Schéma de principe d'une fibre active à double gaine

Un autre avantage des fibres est de délivrer un signal de grande qualité spatiale, proche de la limite de diffraction. Les fibres amplificatrices sont généralement utilisées dans une architecture MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) comprenant un laser maître de faible puissance qui alimente une série d'amplificateurs fibrés. Un schéma d'architecture MOPA est présenté sur la droite de la Figure I-2. L'avantage de cette architecture est de pouvoir répartir l'amplification sur plusieurs étages. De plus, il est également possible de réaliser une architecture « tout fibré » fournissant une compacité remarquable ainsi qu'une grande robustesse aux perturbations extérieures.

1.2.1. Limitation en puissance crête

Malgré tous les avantages préalablement cités, un point faible des milieux amplificateurs fibrés est l'accumulation de forts effets non-linéaires sur de grandes longueurs d'interaction qui vont constituer un frein à l'augmentation en puissance crête. Du fait du confinement, les fortes intensités crêtes présentes au sein du cœur de la fibre en silice vont en effet exalter les effets non-linéaires notamment par effet Kerr. L'effet Kerr est un phénomène qui se traduit par une modification locale de l'indice de réfraction, proportionnel à l'intensité du signal (W/cm^2). Le premier effet non-linéaire rencontré est l'automodulation de phase (SPM en anglais) qui va fortement modifier le profil temporel de l'impulsion. A de plus fortes puissances, le phénomène d'autofocalisation intervient et risque d'endommager irréversiblement la fibre. Indépendamment de leurs caractéristiques (taille de cœur, longueur,...) la puissance critique pour laquelle intervient le phénomène d'autofocalisation vaut environ 4 MW [16]. Ceci constitue une limite ultime à l'obtention de hautes puissances crêtes. Le maximum d'intensité crête extractible d'une fibre amplificatrice vaut quant à lui $4 GW/cm^2$ [14]. En plus, de la SPM et de l'autofocalisation, qui limitent la puissance crête, un autre facteur limitant est le seuil de dommage aux surfaces d'entrée/sortie de la fibre (la surface de sortie est plus susceptible d'être endommagée après amplification). Celui-ci peut cependant être largement augmenté par l'utilisation d'embouts (end-caps) en sortie de fibre comme illustré schématiquement sur la Figure I-4.

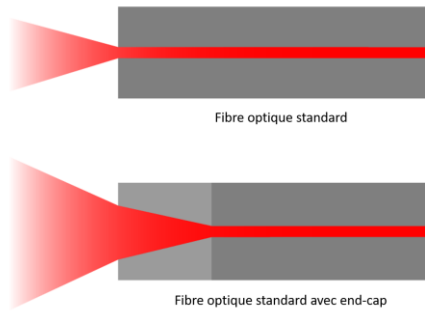


Figure I-4 : En haut : Fibre optique standard. En bas : Fibre optique avec end-cap.

1.2.2. Limitation en puissance moyenne

Comme nous l'avons mentionné dans la partie I.1, l'architecture fibrée est particulièrement bien adaptée pour générer de hautes puissances moyennes. Cependant, la chaleur accumulée au sein du cœur de la fibre peut tout de même impacter négativement l'émission laser entraînant une contraction du mode fondamental et des instabilités modales. Le premier peut être négligé pour des fibres de faibles diamètres de cœur mais on peut observer une réduction jusqu'à 20 % de largeur de faisceau en sortie de fibres à large aire modale (voir partie I.3.2) à partir de 100 W de puissance moyenne [17]. Les limitations thermiques les plus importantes proviennent néanmoins des instabilités modales. Observées pour la première fois en 2010 [12], les instabilités modales dégradent le faisceau de sortie qui passe soudainement du mode fondamental à une superposition de modes d'ordres supérieurs à partir d'un certain niveau de puissance moyenne. Ce saut entre différents modes est dépendant du temps. De nombreux travaux sont actuellement menés pour comprendre et atténuer ces instabilités modales [18] [19].

I.3. Distribution de la puissance temporellement et spatialement

Afin de réduire les effets non-linéaires qui limitent la puissance crête en sortie des fibres, une solution consiste à distribuer la puissance au sein du cœur de la fibre en temps et en espace.

1.3.1. Amplification par dérive de fréquence

La technique CPA (Chirp Pulse Amplification) a été à l'origine développée dans le domaine des radars [20] mais a été ensuite transposée à l'amplification laser haute puissance par G. Mourou et D. Strickland en 1985 [9]. Elle consiste, comme représenté sur la Figure I-5, à étirer temporellement à l'aide d'un élément dispersif l'impulsion en entrée du milieu amplificateur afin de réduire sa puissance crête et donc les effets non-linéaires associés. Après amplification l'impulsion est ensuite recompressée à une durée d'impulsion similaire à celle d'entrée. En étirant l'impulsion jusqu'à quelques

nanosecondes, une énergie typique de quelques mJ (quelques Megawatts de puissance crête) en sortie d'une chaîne fibrée amplifiée peut alors être atteinte.

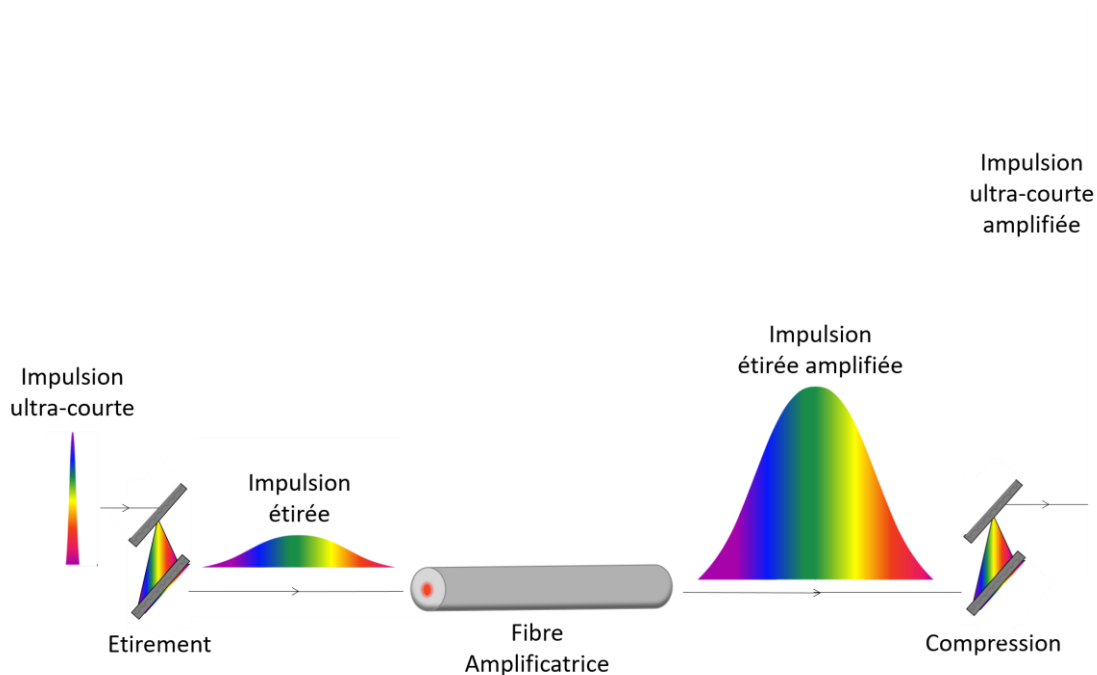
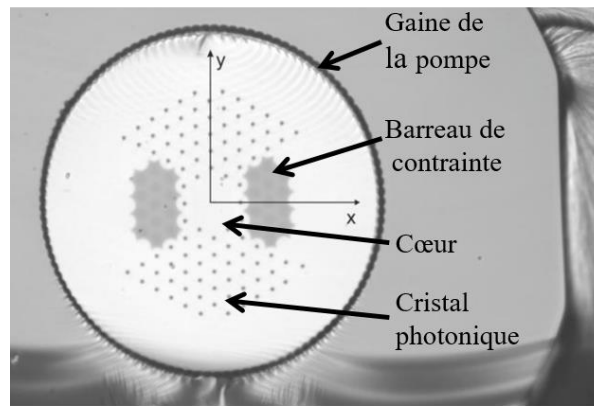


Figure I-5 : Exemple de configuration d'un système d'amplification à dérive de fréquence à réseaux de diffraction, représentant les séparations et recombinaisons spatiales du spectre de l'impulsion avant et après amplification.

I.3.2. Fibre à large aire modale

Un autre moyen de réduire l'influence des effets non-linéaires est d'augmenter le diamètre du cœur de la fibre. Le développement de fibres LMA (Large Mode Area) ont permis d'augmenter l'aire modale tout en conservant une bonne qualité de faisceau par rapport à une fibre à saut d'indice classique. De nombreuses conceptions de fibres sont depuis proposées afin de répondre à la demande croissante en haute puissance. On peut ainsi citer les fibres PCF (Photonic Crystal Fiber) dont le guidage du signal laser est cette fois-ci assuré, non pas par une variation de la composition de la matrice de silice, mais par des petits trous d'air proches de la zone centrale. Cette configuration diminue légèrement l'indice de réfraction autour de la zone dopée (indice effectif) et permet de guider le signal. D'un diamètre de 6 μm de cœur pour des fibres monomodes classiques à saut d'indice on peut passer ainsi à des diamètres de cœur jusqu'à 40 μm . Dans le cadre du projet XCAN, le dernier étage d'amplification est assuré par une fibre PCF réalisée par NKT Photonics (illustrée sur la Figure I-6) avec un diamètre de cœur et de gaine de respectivement 40 μm et 200 μm . Il s'agit d'une fibre à maintien de polarisation dont on peut d'ailleurs observer les barreaux de contraintes en Bore sur la Figure I-6.



Fibre NKT 40/200

Figure I-6 : Coupe transversale obtenue au microscope d'une fibre NKT double gaine (diamètres de cœur et de gaine de pompe de respectivement $40\ \mu\text{m}$ et $200\ \mu\text{m}$) à maintien de polarisation utilisée dans le cadre du projet XCAN

Parmi les fibres LMA on peut également citer les fibres LPF (Large Pitch Fiber) où l'espace entre les trous d'air est plus important et leur nombre réduit. Bien que ce design de fibre affecte légèrement la qualité spatiale du faisceau, des tailles de cœur jusqu'à plus de $100\ \mu\text{m}$ de diamètre peuvent être obtenues. La Figure I-7 représente les images obtenues au microscope d'une coupe transversale de fibres LPF de type barreau (rod-type) [21] et souple - images (b) et (c) respectivement - comparées à une fibre classique à saut d'indice (a).

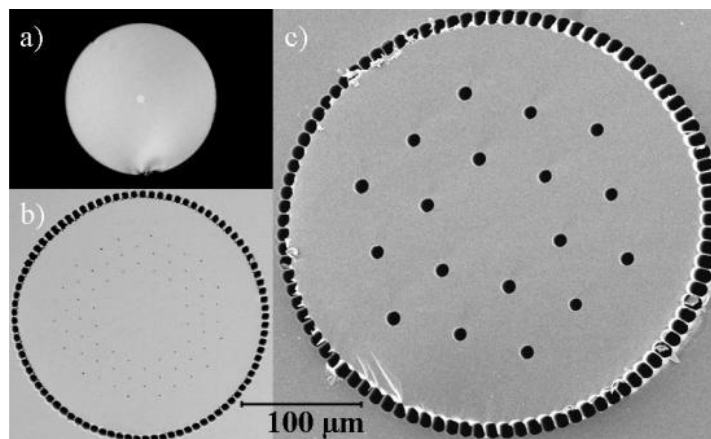


Figure I-7 : Images obtenues au microscope (toutes à la même échelle) d'une fibre (a) monomode, (b) LPF rod-type double-gaine, (c) LPF double-gaine, issues de [21].

Une alternative prometteuse repose sur le développement de fibres LPF avec une répartition aperiodique des trous d'air (fully aperiodic large-pitch fiber). Ainsi, Rémi Dujeu du laboratoire XLIM a démontré dans le cadre de sa thèse (rattachée également au projet XCAN) l'émission monomode, et sur une seule polarisation, d'une fibre LPF aperiodique de $80\ \mu\text{m}$ de diamètre de cœur. On peut enfin citer les travaux menés sur les fibres à cœur creux ou hollow-core (aussi appelées bandgap photonic fibers) où le signal se propageant dans l'air permet une réduction des effets non-linéaires et d'augmenter le seuil de dommage. Récemment, le lancement du projet

4F¹ (« Filière Française de Fibres optiques pour les lasers de l'industrie du Futur ») réunissant onze partenaires industriels et académiques Français témoigne de l'engouement et du grand intérêt suscités par le développement de fibres actives hautes puissances.

Malgré les grands progrès dans le développement de fibres hautes puissances et l'usage de la technique CPA, la puissance issue d'une fibre est intrinsèquement limitée. Une solution pour pallier à cette limitation en puissance d'une seule fibre consiste donc, comme nous allons le voir, à réaliser une combinaison d'un grand nombre de fibres.

I.4. Techniques de combinaison de faisceaux

Nous décrivons dans cette partie les différents systèmes de combinaison de faisceaux. A travers un classement entre les différentes architectures possibles, nous verrons alors quels sont les systèmes les plus adéquats pour combiner un grand nombre de fibres.

I.4.1. Combinaison incohérente

La combinaison incohérente consiste à superposer des faisceaux de polarisations ou de longueurs d'onde différentes sans tenir compte de l'impact de la phase (au détriment de la qualité du faisceau combiné notamment). La Figure I-8 représente trois exemples de combinaison incohérente. Sur le schéma à gauche, les fibres sont juxtaposées parallèlement puis les faisceaux issus de celles-ci sont collimatés. L'absence de contrôle de phase altère la qualité du faisceau combiné par rapport à une fibre seule. Au milieu, il s'agit d'une combinaison par polarisation de faisceaux polarisés orthogonalement. Contrairement au cas précédent, la qualité de faisceau peut être similaire à celle en sortie d'une seule fibre. Cependant, du fait qu'il n'y a pas de contrôle de phase, la polarisation du faisceau combiné est indéterminée. Cette opération ne peut donc être réalisée qu'une seule fois. Enfin, le schéma à droite représente la combinaison de faisceaux de différentes longueurs spectrales combinés entre eux grâce à un élément diffractif. Les amplificateurs devant être adaptés à chacune des longueurs d'onde combinées, le nombre de fibres combinables est rapidement restreint pour des considérations matérielles.

¹ <https://presse.bpifrance.fr/le-projet-4f-beneficie-dune-aide-de-7-millions-deuros-du-programme-dinvestissements-davenir-pia-opere-par-bpifrance-pour-developper-une-filiere-francaise-de-fabrication-de-fibres-optiques-micros/>

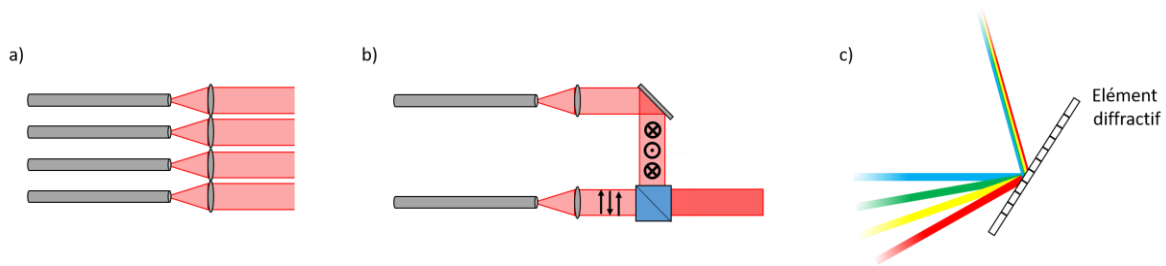


Figure I-8 : Représentations schématiques de combinaison incohérente de faisceaux : a) Combinaison par juxtaposition de faisceaux, b) Combinaison par polarisation (cube combineur de polarisation en bleu) et c) Combinaison de différentes composantes spectrales. En a) et b) les faisceaux laser (rouge) issus des fibres (cylindres gris) sont collimatés par des lentilles (ellipses grises).

Compte-tenu des applications visées, la conservation d'une bonne qualité de faisceau est primordiale. Dans la suite de ce manuscrit nous considérons donc uniquement les systèmes de combinaison cohérente.

I.4.2. Combinaison cohérente

La combinaison cohérente en régime continu implique de combiner des faisceaux de mêmes longueurs spectrales, de mêmes polarisations et de réaliser une mise en phase de ceux-ci (afin d'obtenir des interférences constructives). Dans la partie I.5, nous présenterons un état de l'art des différentes techniques de mise en phase.

En régime femtoseconde, la combinaison cohérente de faisceaux comporte des spécificités et contraintes supplémentaires. Ainsi, préalablement à la mise en phase, une compensation du délai entre les impulsions est nécessaire. Une boucle de correction de phase et du délai entre les impulsions doit donc être mise en œuvre. De plus, les impulsions ultra-brèves présentent une large bande spectrale. Celles-ci sont ainsi particulièrement sensibles aux phénomènes de dispersion et effets non-linéaires (voir partie I.2.1) qui vont affecter le profil temporel des impulsions risquant de nuire à celui de l'impulsion combinée. Pour de fortes non-linéarités (intégrale $B > \pi$, voir partie II.2.1.d), les puissances des différents amplificateurs pourront ainsi être également ajustées afin d'égaliser les phases d'ordre supérieurs.

En régime femtoseconde, on peut également faire la distinction entre la combinaison d'impulsions ayant des bandes de spectre clairement séparées ou avec un recouvrement partiel (combinaison cohérente spectrale) et la combinaison d'impulsions ayant des bandes spectrales identiques. La Figure I-9 représente le schéma d'une expérience de combinaison spectrale de trois impulsions. La Figure I-10 représente les résultats obtenus sur cette expérience avec, respectivement à gauche et à droite, les spectres et profils temporels des trois impulsions amplifiées (qui se recouvrent partiellement) et de l'impulsion combinée.

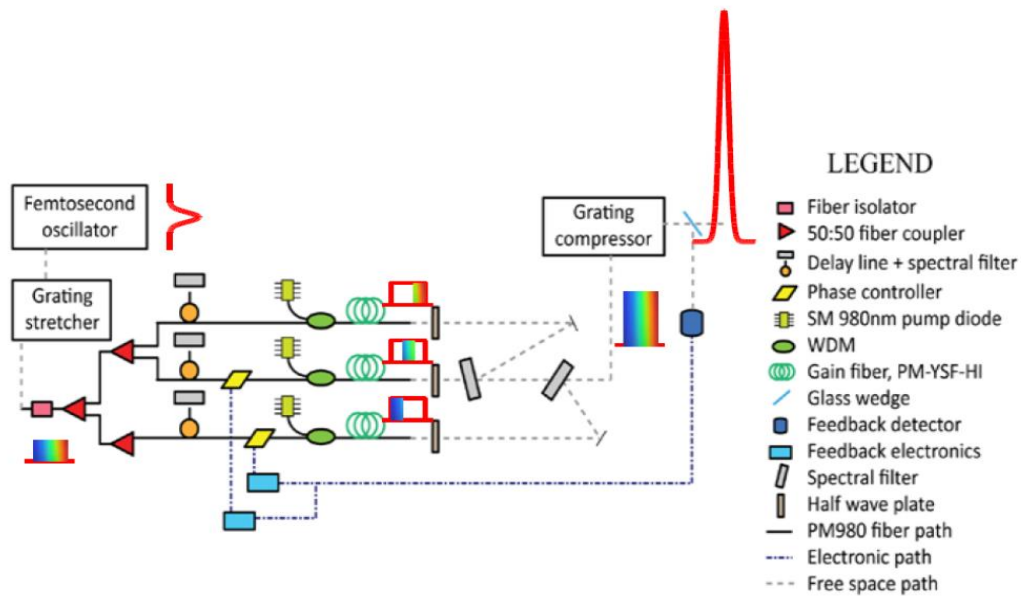


Figure I-9 : Schéma du montage expérimental de combinaison cohérente spectrale de trois impulsions [22].

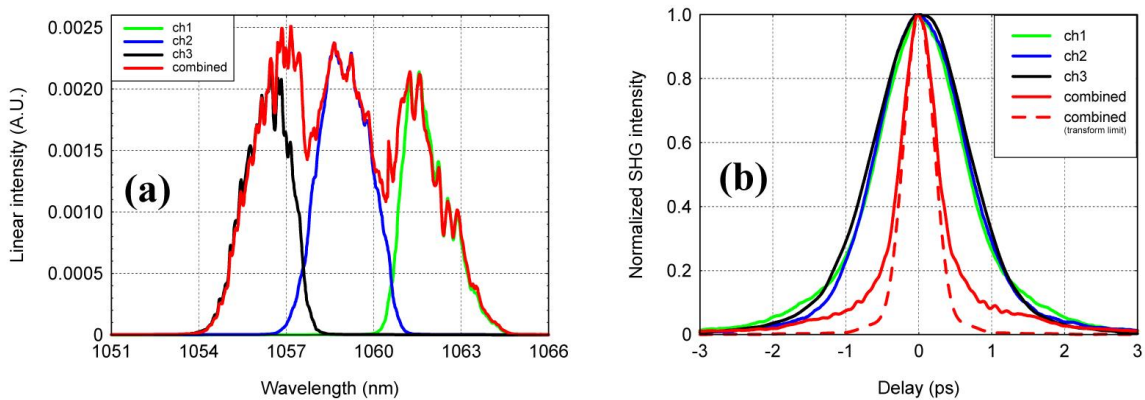


Figure I-10 : A gauche : spectres de trois impulsions (en noir, bleu et vert) et de l'impulsion combinée (en rouge). A droite : Profils temporels correspondants (avec en pointillés rouge le profil temporel théorique de l'impulsion combinée limitée par transformée de Fourier) [22].

Bien que dans cet exemple, la technique de combinaison spectrale soit utilisée pour augmenter la puissance de l'impulsion initiale celle-ci est majoritairement utilisée pour obtenir des impulsions ultra-courtes proches du cycle optique [23] [24].

Dans le cas de développements de sources hautes puissances, la combinaison spectrale s'avère limitée. En effet, chaque amplificateur doit être adapté à la bande spectrale de l'impulsion d'entrée. Pour des considérations matérielles, le nombre d'amplificateurs fibrés sera donc limité. Par la suite, on privilégiera donc la combinaison cohérente qui ne présente a priori pas de limite quant au nombre de fibres à combiner.

I.4.3. Combinaison cohérente spatiale et/ou temporelle

I.4.3.a. Combinaison cohérente spatiale

La combinaison spatiale de faisceaux peut se diviser en deux catégories :

- la combinaison par remplissage de la pupille
- la combinaison par remplissage de l'ouverture

La Figure I-11 illustre des exemples de combinaison par remplissage de pupille en a) et par remplissage de l'ouverture en b) et c).

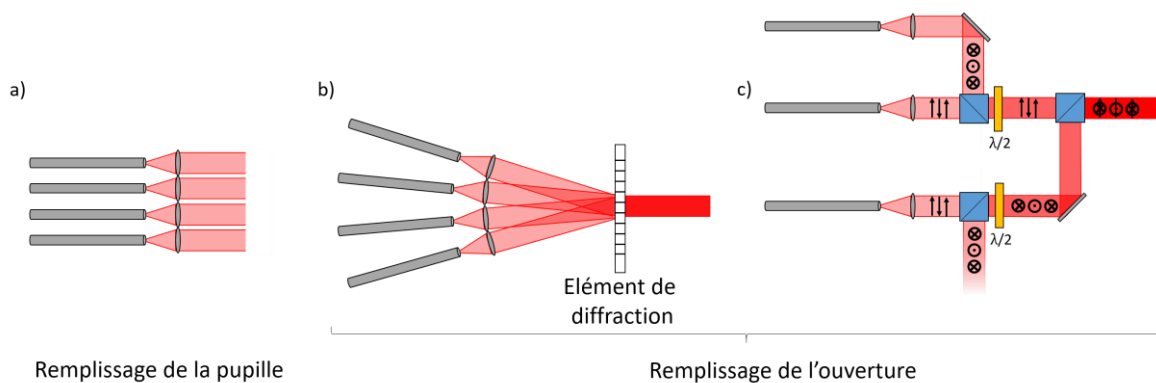


Figure I-11 : Combinaison spatiale de faisceaux par remplissage de la pupille en a) et par remplissage de l'ouverture en b) et c).

Dans le cas du remplissage de l'ouverture, les faisceaux sont superposés à la fois en champ proche et en champ lointain. Ainsi, si la mise en phase des faisceaux est assurée, le faisceau combiné a les mêmes propriétés spatiales que les faisceaux issus des fibres. La combinaison par remplissage de l'ouverture peut être réalisée avec différents types de diviseurs/combineurs. Dans de nombreuses expériences, un moyen simple de division/combinaison de faisceaux est d'utiliser des cubes de polarisation ou des lames séparatrices [25] [26]. Pour réaliser la combinaison de N faisceaux il est alors possible de mettre en cascade N-1 combineurs comme illustré schématiquement sur la Figure I-11 : Combinaison spatiale de faisceaux par remplissage de la pupille en a) et par remplissage de l'ouverture en b) et c). Figure I-11 c) avec la combinaison par polarisation de quatre faisceaux. Nous verrons par la suite que le record de puissance moyenne et puissance crête de combinaison cohérente de faisceaux laser en régime femtoseconde a été démontrée avec cette architecture. Cependant, à chaque étage de combinaison supplémentaire les pertes s'accroissent et le montage se complexifie. Pour réaliser une combinaison par remplissage de l'ouverture mais avec cette fois-ci un seul composant il est possible d'utiliser un élément diffractif (DOE, Diffractive Optical Element en anglais) comme illustré sur le schéma b) de la Figure I-11. Un DOE consiste en un réseau de phase optimisé pour assurer la combinaison cohérente de N faisceaux en phase incidents avec des angles correspondant aux ordres de diffraction du réseau. La combinaison cohérente de faisceaux haute puissance utilisant un DOE a

déjà été démontrée à plusieurs reprises en régime continu [27]. En régime femtoseconde, l'utilisation d'un réseau soumet les impulsions de large spectre à de la dispersion. Bien que cet effet puisse s'avérer négligeable, le faisceau combiné risque d'être étiré temporellement. Différentes techniques ont été proposées afin de compenser cette dispersion mais toujours avec un faible nombre de fibres [28] [29]. Un autre point faible de l'utilisation d'un DOE est qu'un seul composant doit supporter toute la puissance du faisceau combiné. Le seuil de dommage du DOE constituera donc un facteur limitant dans la combinaison d'un grand nombre de faisceaux.

La combinaison par remplissage de la pupille consiste à juxtaposer en champ proche les faisceaux issus des fibres comme illustré à gauche de la Figure I-11. La combinaison des faisceaux s'effectue cette fois-ci en champ lointain à l'aide d'une lentille de combinaison ou par simple propagation en espace libre. La géométrie de l'arrangement des fibres en champ proche va influencer sur l'efficacité de combinaison en champ lointain (voir partie II.2.1.a). La combinaison des faisceaux en champ lointain résulte en un lobe central entouré de lobes secondaires de plus ou moins grande amplitude. Le faisceau combiné est généralement défini dans ce cas comme le faisceau obtenu après filtrage du lobe central. Bien que l'efficacité de combinaison soit plus faible que celle obtenue en remplissage par l'ouverture, l'avantage de cette méthode de combinaison est qu'un très grand nombre de fibres peut être combiné avec cette technique. Comme nous le verrons par la suite, le record de fibres combinées en régime continu a été établi avec ce type de combinaison spatiale. De plus, un autre avantage de cette technique est de pouvoir contrôler la direction du faisceau combiné ('beam steering') par ajustement de la phase de chaque faisceau [30].

I.4.3.b. Combinaison cohérente temporelle

La combinaison temporelle d'impulsion, abrégée généralement par DPA (Divided Pulse Amplification) consiste tout d'abord à générer plusieurs répliques d'une même impulsion initiale dans le domaine temporel, puis à amplifier la série d'impulsions ainsi créée et enfin à recombinaison ces impulsions. Un exemple d'architecture DPA est illustré sur la Figure I-12.

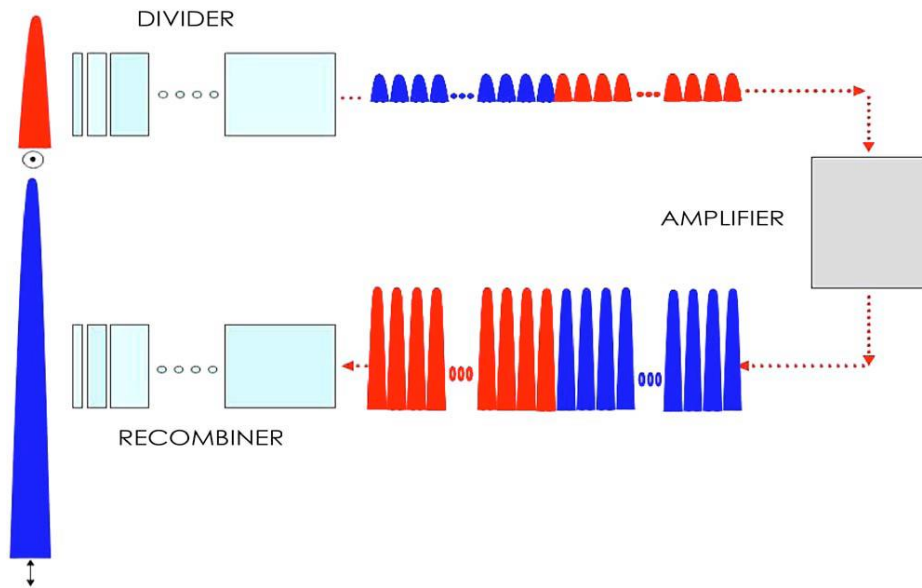


Figure I-12 : Les couleurs rouges et bleues différencient les polarisations orthogonales des impulsions. L'impulsion initiale est divisée à l'aide de cubes biréfringents. Après amplification puis recombinaison des différentes répliques temporelles, l'impulsion finale a une polarisation orthogonale à celle initiale [31].

Comme on l'a vu dans la partie I.4.3.a, dans le cas d'une combinaison spatiale, l'amplification des impulsions est réalisée dans des amplificateurs indépendants. Sur chaque amplificateur, on peut donc fonctionner au maximum de puissance crête et de puissance moyenne. Si l'on combine N chaînes amplifiées, la puissance crête et la puissance moyenne peuvent donc être multipliées par un facteur N . Au contraire, dans le cas temporel les impulsions partagent un même amplificateur. La puissance moyenne est donc limitée par le seuil de dommage de l'amplificateur. Ainsi, tandis qu'il est possible non seulement d'augmenter la puissance crête mais aussi la puissance moyenne en combinaison spatiale, seule la puissance crête peut être augmentée dans le cas temporel. Un autre inconvénient du DPA est que les différentes répliques ne vont pas percevoir la même intensité (donc acquérir une phase non linéaire différente) ni le même gain au cours de la propagation dans l'amplificateur. Le profil de l'impulsion combinée en sortie en sera donc affecté et l'efficacité de combinaison impactée. Néanmoins, il est possible de réaliser une mise en forme des impulsions en entrée afin d'obtenir un profil similaire des répliques en sortie. La combinaison cohérente DPA de 4 répliques a été démontrée par M. Kienel en 2014 avec des impulsions de 2 ns et une énergie totale de 1.25 mJ [32].

I.5. Techniques de mise en phase de faisceaux

On peut à présent diviser les méthodes de combinaison cohérente en deux catégories : la combinaison cohérente avec mise en phase passive ou active. Cette dernière implique une mesure puis une correction de la phase appliquée par des modulateurs de phase placés sur chacune des fibres tandis qu'en passif la mise en phase est auto-compensée.

I.5.1. Mise en phase passive

La mise en phase des faisceaux dans une combinaison cohérente passive est intrinsèque au système laser. La Figure I-13 illustre un exemple de combinaison passive.

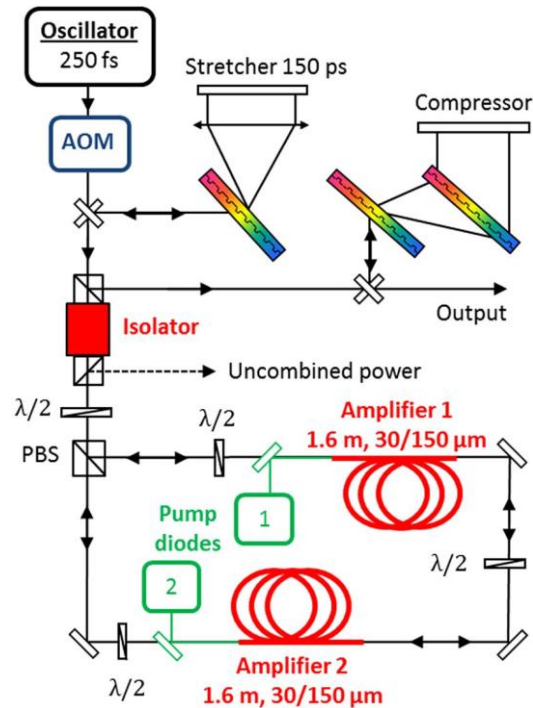


Figure I-13 : Schéma du montage expérimental d'une mise en phase passive de fibres amplifiées à l'aide d'un interféromètre Sagnac [33].

Il s'agit d'une combinaison cohérente auto-compensée obtenue en régime femtoseconde dans un système CPA utilisant un interféromètre Sagnac démontrée par L. Daniault en 2011 [33]. Le chemin optique parcouru par les impulsions sur les différentes voies est identique de telle sorte que celles-ci soient en phase en sortie du système. Il est possible de combiner plusieurs fibres amplifiées avec ce type d'architecture [34]. Cependant, puisque chaque faisceau se propage dans chacun des amplificateurs les effets non-linéaires s'accumulent, ce qui va donc limiter le nombre de fibres qu'il est possible de combiner. Pour combiner un grand nombre de fibres, on privilégiera donc la combinaison cohérente avec mise en phase active.

I.5.2. Mise en phase active

Nous détaillons, dans cette partie, les principales techniques de mise en phase active et évaluons celles les plus adaptées à la combinaison d'un grand nombre de fibres. Afin de compenser le bruit de phase provenant des perturbations thermomécaniques de l'environnement ou des amplificateurs, la correction de phase doit être réalisée au kHz [35]. La Figure I-14 représente le principe général d'une mise en phase active.

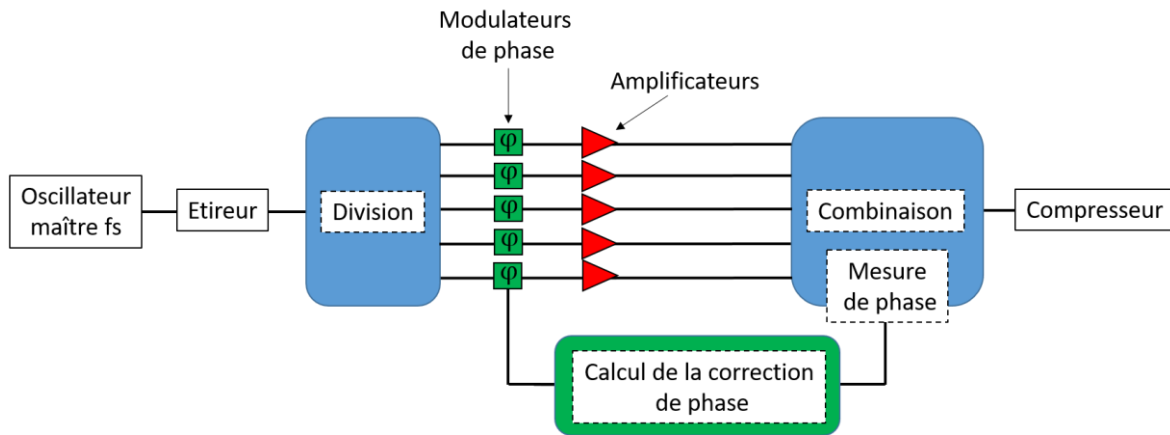


Figure I-14 : Principe général d'une mise en phase active dans un système CPA

L'impulsion femtoseconde issue d'un laser maître est étirée temporellement puis divisée spatialement en N répliques. Chaque faisceau laser est ensuite amplifié individuellement. Une faible portion des faisceaux est ensuite utilisée pour mesurer la phase individuelle des différents canaux. A partir de cette mesure des phases relatives entre les différents canaux, une correction individuelle est calculée puis appliquée sur chaque canal à l'aide de modulateurs de phase. Après combinaison cohérente des faisceaux, l'impulsion finale est enfin recompressée.

I.5.2.a. Méthode de Hansch-Couillaud

L'Institut de Physique Appliquée de Jena en Allemagne a établi le record en termes de puissance crête et puissance moyenne délivré par un système laser CPA avec combinaison de faisceaux amplifiés en régime femtoseconde à l'aide d'une méthode de mise en phase de Hansch-Couillaud [36]. Un schéma du montage expérimental est présenté sur la Figure I-15.

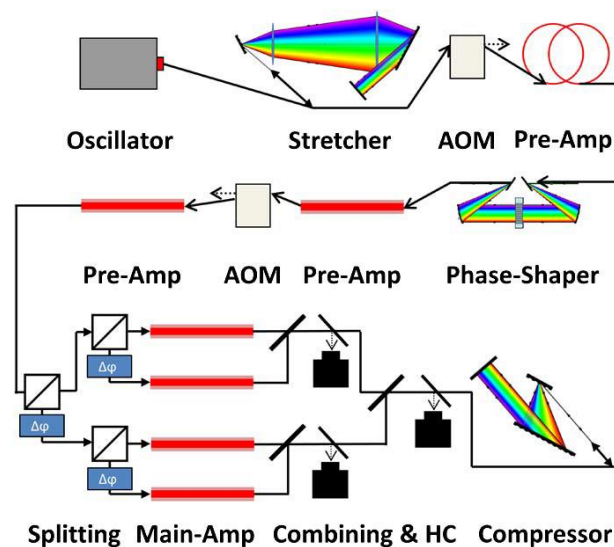


Figure I-15 : Représentation schématique du montage de combinaison cohérente de 4 fibres rod-type avec mise en phase par la méthode de Hansch-Couillaud (HC) [37].

Avec une combinaison de 4 fibres rigides, le système laser délivre une énergie de 1,3 mJ et une puissance moyenne de 530 W. Le faisceau initial est divisé en deux à l'aide d'un cube de polarisation. Dans le cas général, la division en N faisceaux est obtenue en cascade de plusieurs cubes de polarisation. Après amplification des N faisceaux, ceux-ci sont recombinaison deux à deux. Pour chaque étage de combinaison, un détecteur de Hansch-Couillaud mesure la différence de phase entre les deux faisceaux polarisés orthogonalement [38]. Enfin, une correction de phase est appliquée pour chaque étage afin d'obtenir la combinaison cohérente des N faisceaux. Un inconvénient de cette technique de mise en phase est que les pertes s'accumulent à chaque étage de combinaison. De plus, le montage se complexifie au fur et à mesure qu'on multiplie les étages de combinaison. Récemment, la combinaison de 16 fibres rigides avec une architecture de combinaison similaire a été démontrée par le même groupe de recherche [39].

I.5.2.b. Détection hétérodyne

La Figure I-16 illustre le schéma de combinaison cohérente par détection hétérodyne. Une telle technique a été employée par S. J. Augst en 2004 afin de qualifier le bruit de phase des amplificateurs hautes puissances dopés Ytterbium [35].

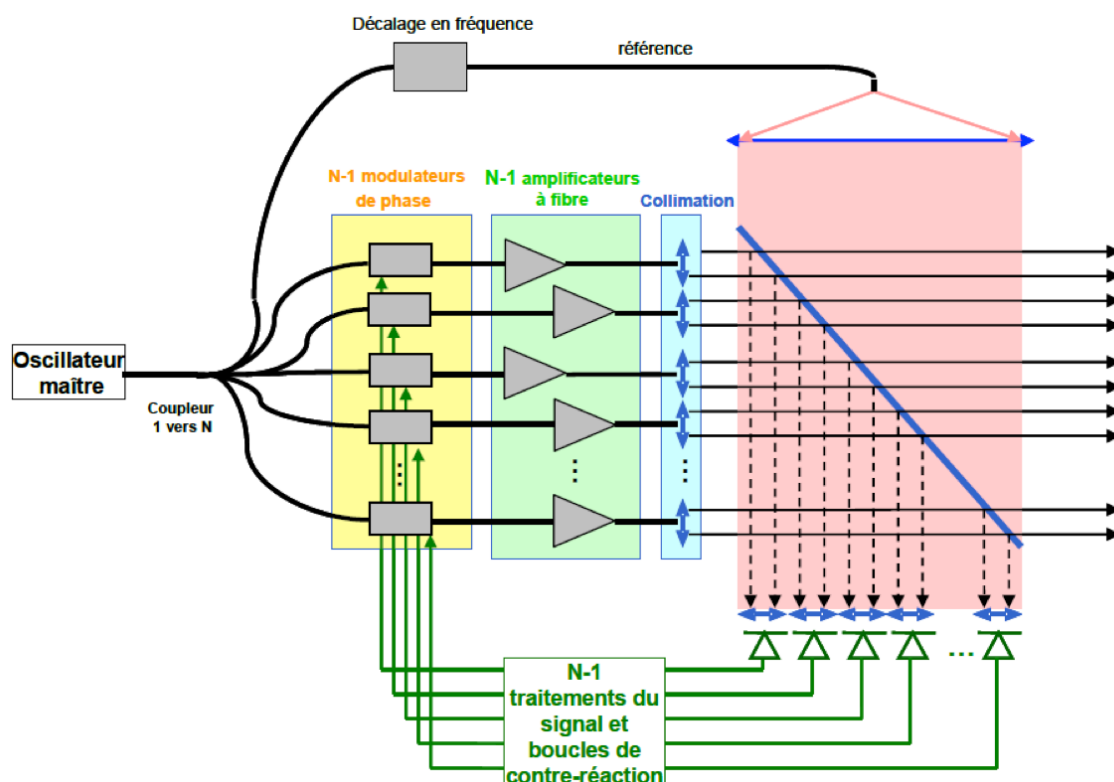


Figure I-16 : Principe de la combinaison cohérente par détection hétérodyne. Une photodiode est placée dans chaque faisceau en sortie de fibre. Le faisceau issu de chaque fibre interfère avec une référence commune décalée en fréquence. Le signal issu de chaque photodiode est alors utilisé pour contrôler le modulateur de phase de chaque fibre [7].

Cette technique consiste à mesurer la différence de fréquence entre chaque fibre et une référence isolée du réseau de fibres qui ne contribue pas à l'interférence en champ lointain. Le faisceau issu de la fibre de référence est décalé en fréquence, généralement à l'aide d'un modulateur acousto-optique. L'interférence entre les signaux de la référence et chacune des fibres est mesurée par détection hétérodyne à l'aide d'un détecteur individuel pour chaque fibre. On peut ensuite remonter à la différence de phase entre l'onde de référence et celle de chaque fibre.

I.5.2.c. Marquage en fréquence (LOCSET)

La technique LOCSET (Locking of Optical Coherence by Single-detector Electronic Tagging) a été initialement proposée par l'Air Force Research Laboratory [40] [41]. La Figure I-17 illustre une expérience de combinaison cohérente par LOCSET.

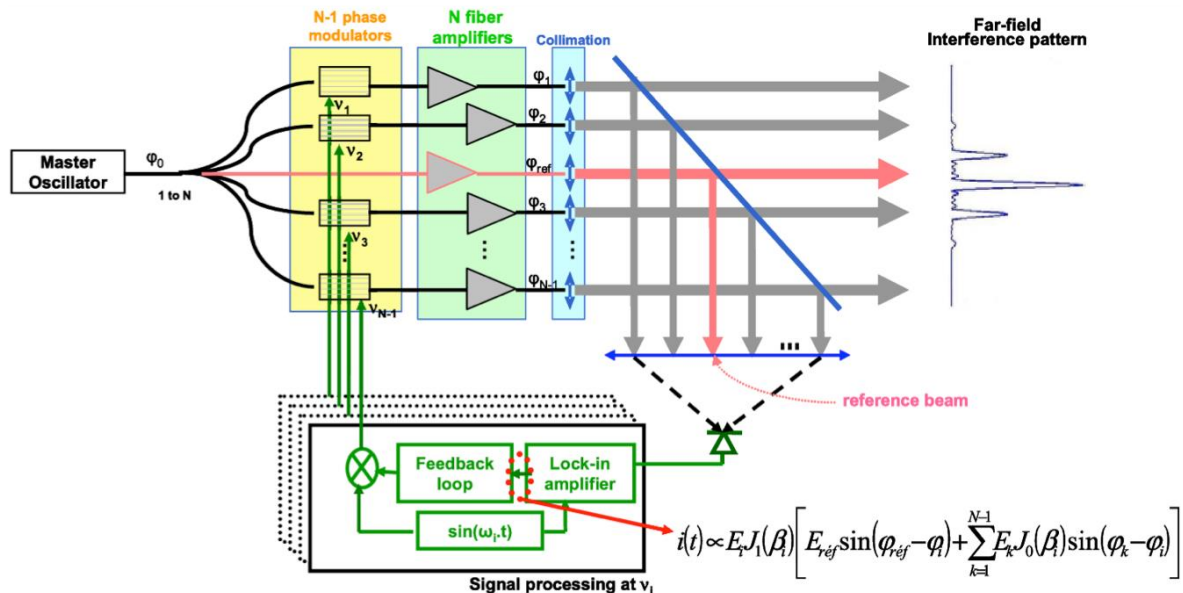


Figure I-17 : Principe de la mise en phase par modulation radiofréquence de chaque émetteur. L'intensité dans le lobe central est mesurée à l'aide d'une photodiode. Après démodulation synchrone pour identifier chaque fibre, une correction de phase est appliquée grâce au modulateur qui applique aussi une modulation en fréquence sur chaque fibre [42].

Cette technique consiste à moduler en phase de faible amplitude et à une fréquence propre chacune des fibres. Chaque fibre est ainsi marquée individuellement (une fibre non modulée en phase sert quant à elle de référence). Une portion des faisceaux est ensuite prélevée et envoyée, contrairement à la méthode hétérodyne, sur une seule photodiode. Une démodulation synchrone, adaptée à la fréquence de modulation de chaque fibre, permet ensuite de remonter à la différence de phase de chacune des fibres avec la fibre de référence. Une seconde série de modulateurs de phase sur chacune des voies permet enfin de corriger ces erreurs. La combinaison cohérente en régime continu de 32 fibres a ainsi été démontrée à l'aide de la technique LOCSET [43]. En régime impulsionnel, la fréquence de modulation des fibres doit être au moins deux fois inférieure à la fréquence de répétition du laser. De plus, ces fréquences de modulation doivent respecter certains critères afin de ne pas se

confondre entre elles. Ceci limite donc à quelques centaines le nombre maximal de fibres qui peut être combiné avec cette technique [44]. Cependant, de par sa simplicité et son efficacité, cette technique et a déjà été utilisée dans plusieurs expériences de combinaison cohérente femtoseconde [26] [45].

I.5.2.d. Diffusion itérative d'erreurs (SPGD)

L'algorithme SPGD (Stochastic Parallel Gradient Descent) a été pour la première fois utilisé pour une application de correction de front d'onde en optique adaptative par M. A. Voronstov [46]. La Figure I-18 présente la photo de la tête optique d'émission et du détecteur ainsi que le schéma du montage. Dans ce cas de combinaison de faisceaux, contrairement à la méthode hétérodyne, un seul détecteur est nécessaire ici afin de maximiser l'intensité du lobe central en champ lointain. Cette technique consiste à appliquer des perturbations de phases aléatoires sur chacune des fibres et à mesurer son impact sur le champ lointain. A partir de cette observation, un signal d'erreur est généré. Par itérations successives, l'algorithme de SPGD cherche alors à minimiser le gradient du signal d'erreur. L'algorithme converge vers un maximum d'intensité dans le lobe central lorsque le gradient du signal d'erreur tend vers zéro.

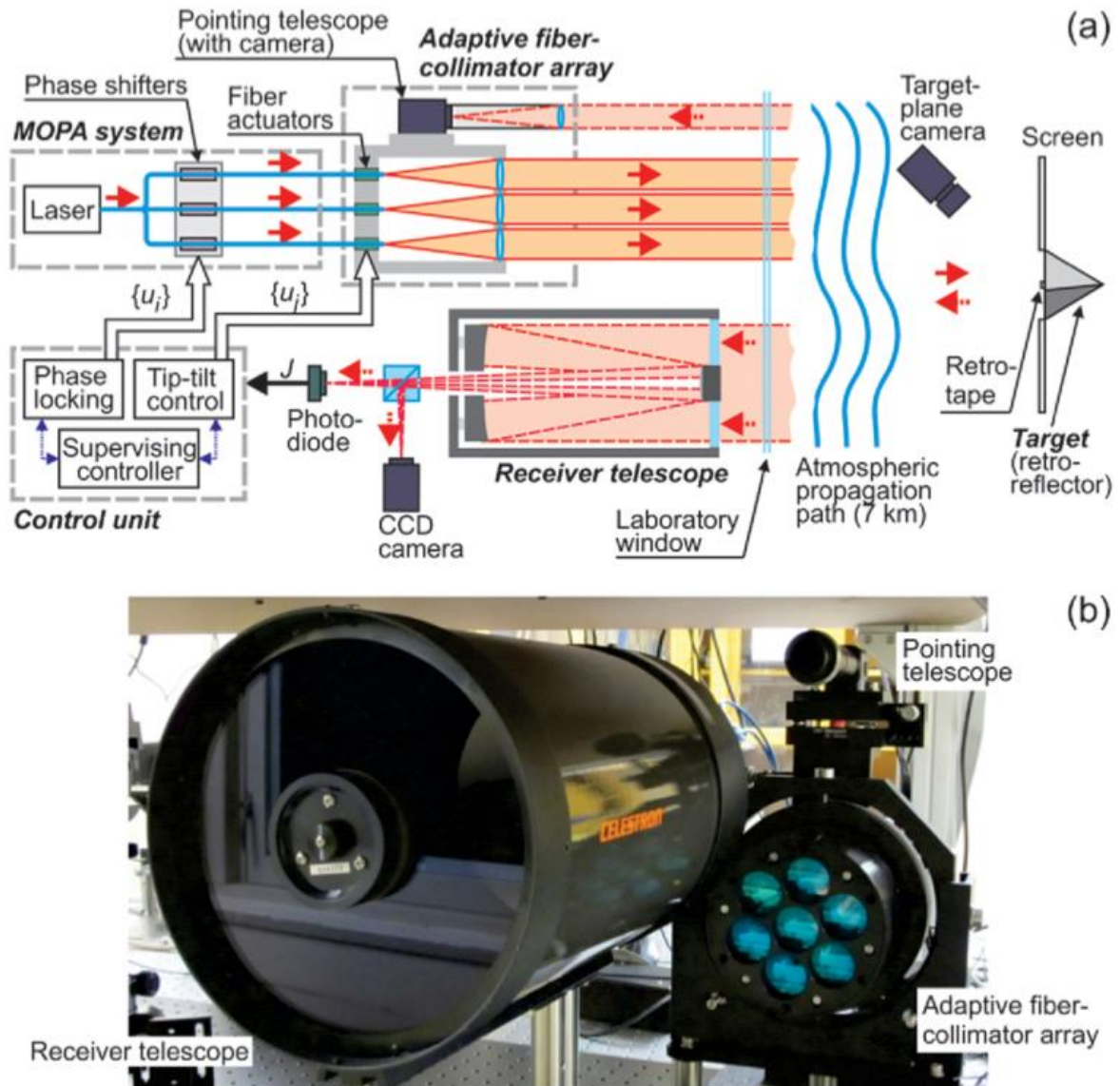


Figure I-18 : a) Dispositif expérimental de combinaison cohérente par SPGD. Une photodiode mesure l'intensité dans le lobe central. L'algorithme SPGD calcule ensuite la correction à appliquer sur chaque modulateur. b) Photo du système d'émission et de réception [46].

Le point faible de cette technique est que le temps de convergence augmente linéairement avec le nombre de fibres N ou, de façon équivalente, que la bande passante de correction décroît en $1/N$. Ceci risque donc de limiter le nombre possible de fibres combinables. La combinaison cohérente en régime femtoseconde de 7 faisceaux issus d'un amplificateur fibré multi-cœurs dans une configuration par remplissage de pupille a été démontrée avec cette technique par L. P. Ramirez en 2015 [47].

I.5.2.e. Phase Intensity Mapping

Une nouvelle technique de mise en phase dans une configuration par remplissage de la pupille a récemment été démontrée par le laboratoire XLIM. Celle-ci repose sur deux éléments clefs. Premièrement, la conversion des différences de phase

des faisceaux en intensités (PIM = Phase Intensity Mapping). Deuxièmement, un algorithme d'optimisation spécifiquement développé qui utilise les intensités obtenues comme variables d'entrées afin de calculer les corrections de phase à appliquer par les modulateurs de phase [48].

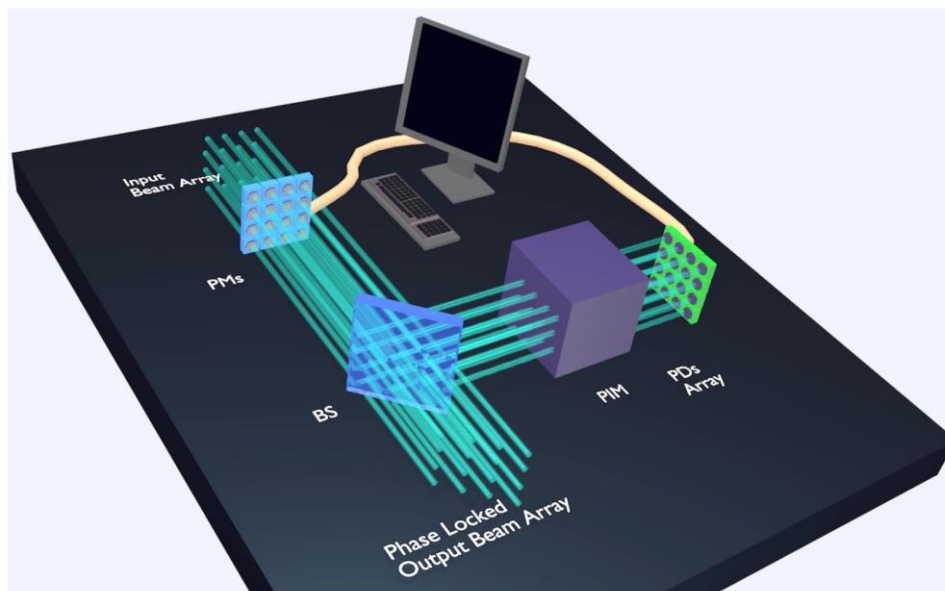


Figure I-19 : Schéma de principe du système laser de combinaison cohérente utilisant la méthode de Phase Intensity Mapping (PIM) [48].

La Figure I-19 illustre le schéma de principe du système laser de combinaison cohérente utilisant la méthode PIM. Une partie des faisceaux est prélevée à l'aide d'une lame séparatrice et envoyée vers le dispositif PIM. Celui-ci consiste en un montage d'imagerie à contraste de phase avec un filtrage en amplitude et en phase adapté. Un réseau de photodiode, avec le même arrangement que le réseau de fibres, mesure l'intensité des faisceaux en sortie du PIM. A partir de ces intensités mesurées et de l'expression analytique de la matrice de transmission du dispositif PIM, un algorithme d'optimisation par itérations, comme l'algorithme de Gerchberg-Saxton [49], permet ensuite de calculer les corrections de phase à appliquer par les modulateurs de phase. Avec cette technique, la combinaison cohérente de 37 fibres amplifiées en régime continu a été démontrée [50]. La convergence vers l'efficacité de combinaison maximale est obtenue en quelques dizaines d'itérations.

I.5.2.f. Méthode interférométrique

La combinaison cohérente de faisceaux amplifiés par méthode interférométrique a été démontrée la première fois en 2006 par une équipe du MIT Lincoln Lab [51]. Le principe consiste à faire interférer sur une caméra les faisceaux issus des fibres avec une onde plane de référence commune à tous les faisceaux. A partir des interférogrammes obtenus, on est alors en mesure de déterminer la phase de chaque fibre par rapport à l'onde plane de référence. Pour s'affranchir d'une référence commune, une alternative originale repose sur les techniques de mesure de front d'onde basées sur l'interférométrie à décalage multilatéral (développées

initialement au début des années 90 par J. Primot [52]). Ainsi, en 2010, Cindy Bellanger a réalisé une expérience de combinaison cohérente par mesure de phase auto-référencée à décalage quadrilatéral dont un schéma illustratif est représenté sur la Figure I-20.

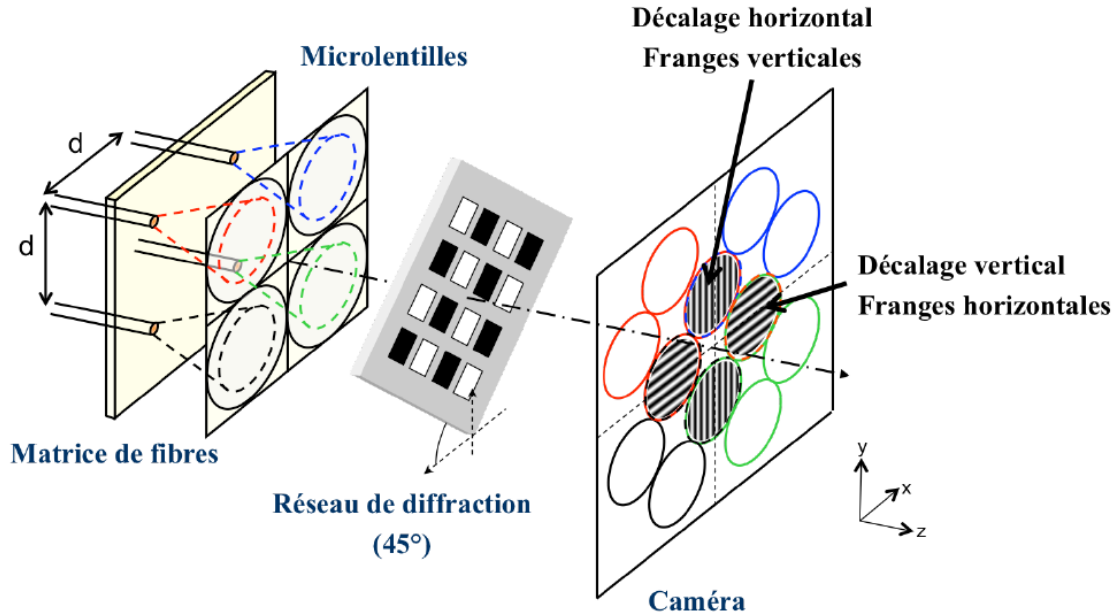


Figure I-20 : Principe de la mesure de phase par interférométrie à décalage quadrilatéral [53].

Un réseau orienté à 45° devant une caméra permet d'obtenir les interférences. En sortie du réseau, chaque faisceau est divisé en quatre répliques. Une position du réseau par rapport à la matrice de fibres permet de faire en sorte que les motifs de chaque fibre sur la caméra soient parfaitement superposés avec le motif des fibres adjacentes (voir Figure I-20). On obtient ainsi un jeu de franges verticales et horizontales qui contient l'information sur la phase relative entre les fibres. La création de quatre répliques qui contiennent chacune l'information sur la phase relative assure une grande robustesse de la mesure. Cette technique a permis d'établir le record actuel de fibres combinées (64) en régime continu [6]. Cependant, dans cette expérience, la fréquence d'échantillonnage du contrôle de la phase était limitée à 20 Hz (de par des contraintes matérielles). Or, comme on l'a vu précédemment, une fréquence d'échantillonnage comprise entre quelques centaines de hertz et le kilohertz est nécessaire pour pouvoir suivre et corriger les fluctuations de phase dues à l'environnement et l'amplification. Pour répondre à ce besoin, le développement d'une boucle de rétroaction temps réel au kHz par méthode interférométrique avec référence commune a été présenté par Marie Antier en 2014 en régime continu [54]. Un schéma de principe du montage expérimental de combinaison cohérente est représenté sur la Figure I-21.

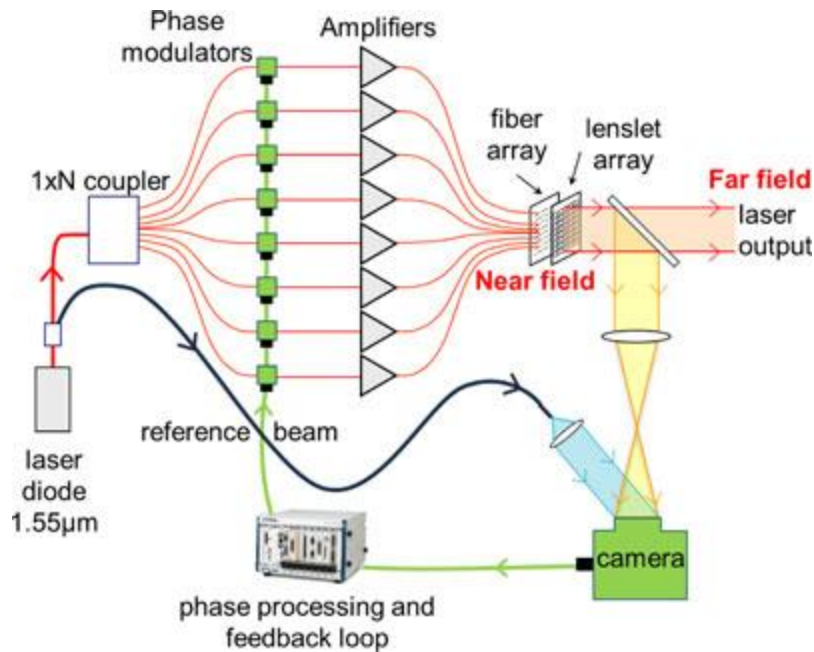


Figure I-21 : Schéma du système de combinaison cohérente par méthode interférométrique avec référence commune en régime continu [54].

La combinaison cohérente de 16 fibres actives a ainsi été démontrée avec une erreur résiduelle de phase inférieure à $\frac{\lambda}{20}$ rms. Cette méthode de mesure de phase collective et compatible avec la haute cadence a prouvé qu'elle est particulièrement bien adaptée pour combiner un très grand nombre de fibres. Nous détaillerons plus en détails dans le chapitre suivant le principe de cette mesure interférométrique. Elle s'avère donc être une excellente candidate parmi toutes les techniques de mise en phase présentées pour des applications très haute puissance. Ainsi, dans cette thèse, nous présentons la transposition de cette méthode interférométrique au régime femtoseconde, premiers pas vers la réalisation d'une nouvelle génération de laser délivrant à la fois une haute puissance moyenne et une haute puissance crête.

I.6. Conclusion

Nous avons vu que parmi les milieux amplificateurs haute puissance moyenne, la fibre présente de nombreux avantages. Ainsi, elle offre une grande efficacité optique-optique, intrinsèquement une bonne qualité de faisceau ainsi qu'une grande robustesse et compacité. Cependant, pour de hautes puissances crêtes, des effets non-linéaires limitent la puissance de sortie, notamment à cause des phénomènes de SPM et d'autofocalisation. De même, pour un certain niveau de puissance moyenne, des instabilités modales dégradent le faisceau de sortie. Malgré l'utilisation conjointe de la technique CPA et de fibres à large aire modale pour pallier ces différentes limitations, la puissance extractible d'une seule fibre reste intrinsèquement limitée. La combinaison de plusieurs fibres a déjà prouvé dans de nombreuses expériences qu'elle était alors une solution pour atteindre de plus hautes puissances crêtes et moyennes. Parmi les techniques de combinaison de faisceaux, la mise en phase active par méthode interférométrique est une excellente candidate pour réaliser la combinaison d'un très grand nombre de fibres. Préalablement utilisée en régime continu, nous exposons dans

ce manuscrit les travaux menés afin de transposer cette technique au régime femtoseconde. L'efficacité de combinaison étant par essence plus faible dans cette méthode de combinaison spatiale par remplissage de pupille par rapport aux techniques par remplissage par l'ouverture nous chercherons également à augmenter celle-ci par un travail sur le taux de remplissage des faisceaux en champ proche.

II. Combinaison cohérente en régime femtoseconde par méthode interférométrique

Dans ce chapitre, nous décrivons la transposition de la méthode interférométrique de combinaison cohérente au régime femtoseconde. Dans une première partie, nous exposerons la problématique de la combinaison de faisceaux en régime femtoseconde. Tout d'abord, nous expliquerons en détails les différentes étapes du processus de combinaison cohérente. Nous présenterons et commenterons ensuite les résultats d'un calcul de simulation rendant compte de l'influence de différents paramètres ou phénomènes (erreurs sur le système tête/microlentilles, dispersion et effets non-linéaires) sur l'efficacité de combinaison du système laser. Dans une seconde partie, nous présenterons la réalisation pratique par méthode interférométrique des étapes du processus de combinaison.

II.1. Problématique de la combinaison cohérente en régime femtoseconde

II.1.1. Processus de combinaison cohérente en régime femtoseconde

L'obtention de la combinaison cohérente des impulsions femtosecondes par méthode interférométrique peut se décomposer en trois étapes comme illustré sur la Figure II-1. Ces trois étapes sont successivement :

1. La synchronisation temporelle des enveloppes des impulsions
2. Le verrouillage en phase et suivi dynamique des impulsions
3. La mise en phase des porteuses des impulsions.

II. Combinaison cohérente en régime femtoseconde par méthode interférométrique

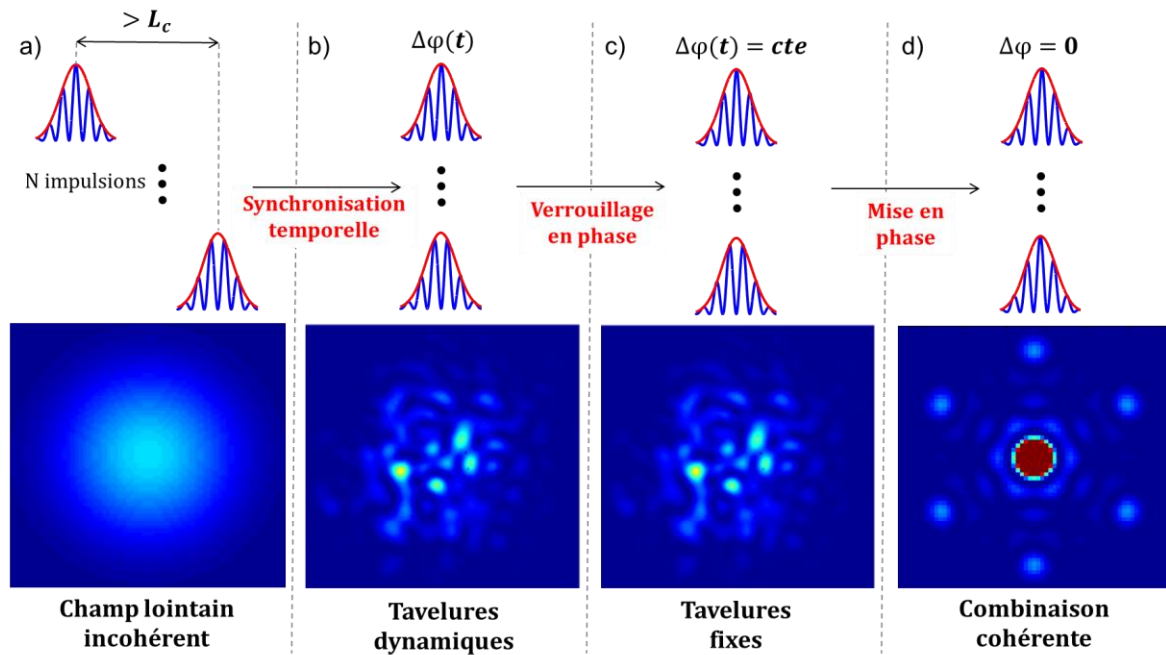


Figure II-1 : Étapes du processus de combinaison cohérente par méthode interférométrique (en haut : Déphasages et retards successifs entre deux impulsions parmi N ; en bas : Champs lointains associés).

En haut de la Figure II-1 sont représentées les impulsions en sortie de deux fibres parmi N entre chacune des trois étapes du processus de combinaison. Dans ce manuscrit, on appelle retard ou délai, noté τ , la durée entre les enveloppes des impulsions (représentées en rouge) et déphasage, noté $\Delta\varphi$, la différence de phase comprise entre 0 et 2π entre les ondes porteuses (représentées en bleu) des impulsions (notons qu'avec notre mesure avec référence commune nous avons accès à la différence de phase entre l'onde plane de référence et chacune des fibres et non pas directement à la différence de phase entre les fibres). Les champs lointains correspondants, où s'opère la combinaison spatiale des impulsions, sont illustrés en bas de la Figure II-1. On divise en quatre colonnes (a, b, c et d sur la Figure II-1) les situations observées à chacune des trois étapes du processus de combinaison.

Initialement, du fait d'une différence de longueur centimétrique entre les fibres, un retard supérieur à la longueur de cohérence, notée L_c , entre les impulsions est observé (colonne a) (dans notre cas, pour des impulsions de 300 fs, L_c vaut environ 200 μm). Il en résulte en champ lointain une superposition incohérente des faisceaux. Le profil d'intensité spatial en champ lointain est gaussien : il correspond à la somme des intensités des faisceaux, supposés gaussiens, issus de chaque fibre.

Ainsi, en régime femtoseconde, une première étape de synchronisation temporelle des impulsions, c'est-à-dire de compensation du délai de groupe entre les impulsions, est nécessaire. Lorsque les enveloppes des impulsions sont synchronisées temporellement on observe alors en champ lointain des tavelures dynamiques (colonne b). En effet, les impulsions interfèrent entre elles mais leurs ondes porteuses ne sont pas forcément en phase. On observe donc une figure d'interférences

quelconque. De plus, ces tavelures varient au cours du temps à cause de perturbations de phase aléatoires provenant de l'environnement ou des amplificateurs.

La seconde étape du processus de combinaison par méthode interférométrique consiste alors à corriger ces perturbations de phase aléatoires en verrouillant la phase de chacune des fibres au cours du temps. Comme nous l'avons vu dans la partie I.5.2.f, le verrouillage en phase des fibres est réalisé en champ proche par rapport à une onde plane de référence. Lorsque l'on utilise une onde plane commune, des phases de consignes différentes doivent être fixées pour chacune des fibres afin d'obtenir la bonne figure d'interférences en champ lointain. La Figure II-2 illustre une des causes de ce phénomène. Pour assurer la mise en phase des fibres et obtenir des interférences constructives la position des franges de chaque interférogramme doit être maintenue fixe au cours du temps. Or, par construction, lorsqu'on utilise une onde plane comme référence commune, la position des franges au sein de l'enveloppe gaussienne va différer pour chaque interférogramme. Par conséquent, la phase de consigne sur laquelle on verrouille la phase d'une fibre va également être différente d'un interférogramme à l'autre. De plus, les phases de consignes vont également dépendre de l'inclinaison de la caméra. Un réglage des phases de consigne de chaque fibre s'avère donc indispensable afin de pouvoir obtenir la combinaison cohérente des fibres en champ lointain. Nous expliquerons par la suite comment nous réalisons ce réglage de consignes pour mettre en phase les impulsions.

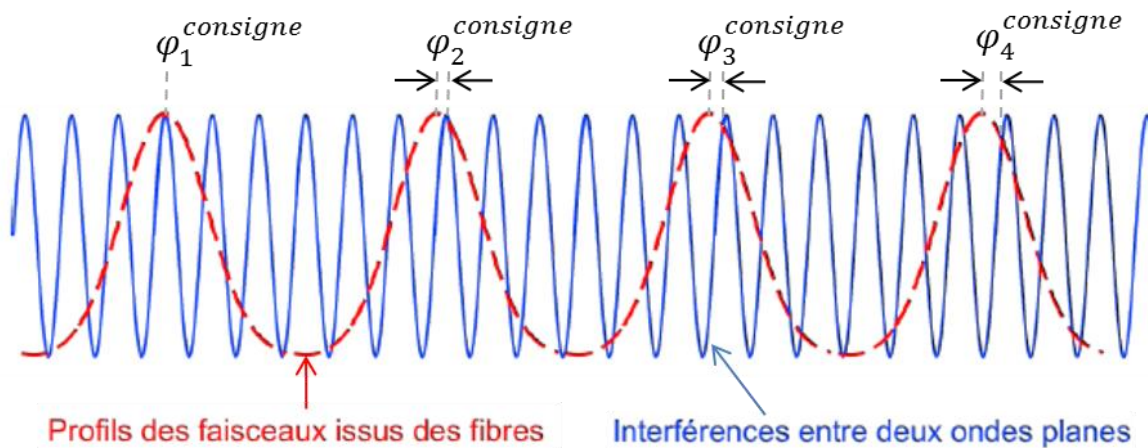


Figure II-2 : Origine des différences de consigne entre les fibres due à l'utilisation d'une référence commune pour la mesure de la phase. Pour avoir des interférences constructives en champ lointain, il faudra donc fixer des phases de consigne $\varphi_n^{\text{consigne}}$ différentes pour chaque fibre.

Initialement, les phases de consignes sont fixées de façon arbitraire. Une fois le verrouillage en phase réalisé par rapport à ces phases de consigne on observe alors en champ lointain des tavelures stables dans le temps (colonne c), signe que la correction des phases est efficace. Notons que dans le cas des méthodes de combinaison où l'on réalise le réglage des biais de phase entre les fibres par optimisation de l'intensité dans le lobe central en champ lointain (SPGD, LOCSET,...) l'étape de verrouillage en phase conduisant à des tavelures fixes est absente.

II. Combinaison cohérente en régime femtoseconde par méthode interférométrique

Finalement, pour obtenir des interférences constructives dans le lobe central, la phase de consigne de chaque fibre doit donc être ajustée afin d'obtenir des impulsions parfaitement en phase, c'est-à-dire, un front d'onde plan en sortie de tête optique. Cette étape de mise en phase des porteuses des impulsions permet alors la combinaison cohérente des N fibres en champ lointain (colonne d). Les six lobes satellites autour du lobe central sont caractéristiques d'un arrangement hexagonal des N fibres en champ proche.

Comme on l'a abordé dans la partie I.2.1, en régime femtoseconde et à haute puissance non seulement la dispersion mais aussi les effets non-linéaires vont déformer le profil spatio-temporel des impulsions. La qualité de combinaison des faisceaux risque d'en être directement impactée. De ce fait, nous mènerons dans ce manuscrit une étude afin d'évaluer l'influence de la dispersion et des effets non-linéaires sur la combinaison des faisceaux.

II.1.2. Etude et modélisation de l'efficacité de combinaison du système laser

Un des critères pour juger la qualité d'une combinaison de faisceaux est de déterminer l'efficacité de combinaison du système laser. Nous présentons et commentons dans cette partie les résultats d'un calcul modélisant l'influence de différents paramètres sur l'efficacité de combinaison. Pour notre système optique, nous déterminerons l'arrangement des fibres ainsi que les tolérances à respecter sur les composants clés que sont la tête optique et la matrice de microlentilles afin d'assurer une efficacité de combinaison optimale. De plus, nous estimerons l'influence de la phase spectrale aux différents ordres et des effets non-linéaires sur l'efficacité de combinaison.

II.1.2.a. Définitions de l'efficacité de combinaison

Pour caractériser la qualité du faisceau combiné nous avons utilisé deux méthodes. La première est celle de l'énergie encerclée en champ lointain et la seconde celle du contenu gaussien. La méthode par énergie encerclée ne fournit pas d'information sur la divergence du faisceau combiné. Pour caractériser entièrement le faisceau il est nécessaire de calculer le facteur M^2 du faisceau. Le facteur M^2 , de valeur supérieure ou égale à 1, représente le degré de variation d'un faisceau par rapport à un faisceau gaussien idéal. Pour un mode fondamental gaussien TEM_{00} , M^2 vaut 1. Bien que le paramètre M^2 soit le facteur de qualité le plus couramment utilisé pour caractériser un faisceau (bénéficiant d'ailleurs d'une norme ISO [55]) il apparaît inadapté dans certaines applications. On peut notamment citer le cas de faisceaux avec un profil top-hat utilisé dans de nombreuses applications où un éclairage uniforme est requis. En effet, comme nous allons le voir par la suite, pour déterminer le facteur M^2 , nous calculons le gradient du champ. Or, si le champ électrique est discontinu (comme dans le cas d'un profil top-hat à ses bords) des problèmes de dérivabilité du

champ entraînent la divergence vers l'infini de la valeur du M^2 . Au contraire, un des avantages du contenu gaussien est que l'on s'affranchit des éventuels problèmes de discontinuité du champ [56]. Avec la méthode du contenu gaussien, un seul paramètre conjugue les informations d'énergie encerclée et de qualité de faisceau. Cependant, le contenu gaussien nécessite la connaissance du champ optique complexe (c'est-à-dire d'avoir accès à la phase et l'amplitude du champ). Cette méthode est donc adaptée aux simulations mais pas aux caractérisations expérimentales si la phase n'est pas enregistrée. En pratique, pour les simulations, on privilégiera l'efficacité de combinaison définie par le contenu gaussien et dans les expériences on utilisera uniquement la méthode d'énergie encerclée.

Avant de décrire en détails ces deux méthodes, signalons que, quelle que soit la méthode employée, nous prenons en compte, dans notre définition de l'efficacité de combinaison, les pertes provenant de la coupure des pieds des faisceaux gaussiens par le réseau de microlentilles comme représenté sur la Figure II-3. Dans nos simulations on considèrera la troncature pure et simple des pieds des gaussiennes par le bord des microlentilles. Une telle approximation est parfaitement justifiée car les portions périphériques d'un faisceau divergent issu d'une des fibres optiques sont interceptées par les microlentilles voisines de celle associée à la fibre. Elles sont donc réfractées selon des directions angulaires telles qu'elles ne seront pas collectées par les optiques avals de montage optique.

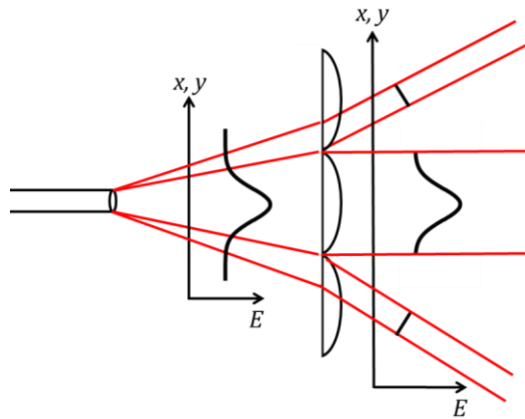


Figure II-3 : Illustration de l'effet de troncature des faisceaux par le bord des microlentilles

On définit la transmission des faisceaux par les microlentilles par :

$$T_{\mu lent} = \frac{\iint \sum |E_n|^2 (avec\ microlentilles) dx dy}{\iint \sum |E_n|^2 (sans\ microlentilles) dx dy} \quad \text{II-1}$$

où E_n représente le champ électrique de la fibre n dans le plan des microlentilles.

Méthode 1 : Energie encerclée en champ lointain

Cette méthode consiste à déterminer l'énergie contenue dans un cercle de rayon croissant centré sur le lobe central. On appelle r le rayon d'énergie encerclée et D la

II. Combinaison cohérente en régime femtoseconde par méthode interférométrique

distance entre le lobe central et un lobe d'une des 6 premières harmoniques comme illustré sur la droite de la Figure II-4. Le lobe central est défini par son rayon r_{lc} qui correspond à la distance, sur un axe passant par l'une de ces harmoniques, du maximum d'intensité jusqu'au premier zéro du lobe central. Pour calculer r_{lc} , on considère le lobe central obtenu en champ lointain dans un cas parfait (pas de défauts sur le système tête/microlentilles, dispersion et effets non-linéaires nuls) comme illustré sur l'image à gauche de la Figure II-4. Le cercle blanc y délimite la zone correspondant au lobe central.

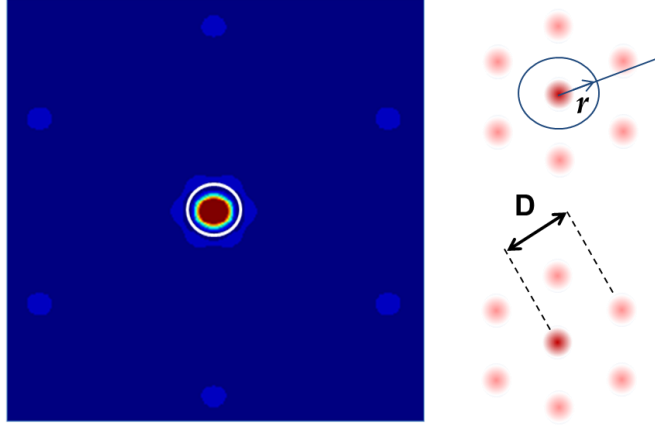


Figure II-4 : Illustration de la méthode d'énergie encerclée en champ lointain. Le cercle blanc sur l'image à gauche délimite la zone correspondant au lobe central.

Dans le cas de la méthode par énergie encerclée on définit l'efficacité de combinaison, noté η_{lc} par :

$$\eta_{lc} = T_{\mu lent} \times \frac{\iint_{lc} |E|^2 dx dy}{\iint |E|^2 dx dy} \quad \text{II-2}$$

et

$$lc = \left\{ (x, y) \in R^2 \mid r = \sqrt{x^2 + y^2} \leq r_{lc} \right\} \quad \text{II-3}$$

où E représente le champ électrique complexe en champ lointain. $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ représente le rayon du cercle d'énergie encerclée.

Comme précisé en introduction de cette partie, la méthode par énergie encerclée ne fournit pas d'information sur la divergence du faisceau combiné. Aussi, afin de caractériser entièrement le faisceau, nous calculons également le facteur de qualité du faisceau M^2 .

Nous réalisons le calcul du facteur M^2 à partir de la matrice des moments d'ordre 2 du champ lointain notée P définie ci-dessous [57] :

$$P = \begin{pmatrix} \langle w_x^2 \rangle & \langle w_x w_y \rangle & \langle w_x \theta_x \rangle & \langle w_x \theta_y \rangle \\ \langle w_x w_y \rangle & \langle w_y^2 \rangle & \langle w_y \theta_x \rangle & \langle w_y \theta_y \rangle \\ \langle w_x \theta_x \rangle & \langle w_y \theta_x \rangle & \langle \theta_x^2 \rangle & \langle \theta_x \theta_y \rangle \\ \langle w_x \theta_y \rangle & \langle w_y \theta_y \rangle & \langle \theta_x \theta_y \rangle & \langle \theta_y^2 \rangle \end{pmatrix} \quad \text{II-4}$$

où le rayon à $1/e^2$ et la divergence du faisceau suivant la direction x (de même pour la direction y) pour une longueur d'onde centrale du laser notée λ_0 sont définis par :

$$\langle w_x^2 \rangle = \frac{4}{I} \iint_{lc} x^2 |E(x, y)|^2 dx dy \quad \text{II-5}$$

$$\langle \theta_x^2 \rangle = \frac{\lambda_0^2}{\pi^2 I} \iint_{lc} \left| \frac{\delta E(x, y)}{\delta x} \right|^2 dx dy \quad \text{II-6}$$

et

$$I = \iint_{-\infty}^{+\infty} |E(x, y)|^2 dx dy \quad \text{II-7}$$

où I représente l'intensité totale du faisceau.

Les autres moments d'ordre 2 croisés sont définis par :

$$\langle w_x w_y \rangle = \frac{4}{I} \iint_{lc} xy |E(x, y)|^2 dx dy \quad \text{II-8}$$

$$\langle w_x \theta_x \rangle = \frac{-i\lambda_0}{\pi I} \iint_{lc} x \left[E(x, y) \frac{\delta E^*(x, y)}{\delta y} - E^*(x, y) \frac{\delta E(x, y)}{\delta y} \right] dx dy \quad \text{II-9}$$

$$\langle \theta_x \theta_y \rangle = \frac{\lambda_0^2}{\pi^2 I} \iint_{lc} \frac{\delta E(x, y)}{\delta x} \frac{\delta E^*(x, y)}{\delta y} dx dy \quad \text{II-10}$$

On calcule alors le facteur de qualité de faisceau M^2 en utilisant la relation ci-dessous :

$$M^2 = \frac{\pi}{\lambda_0} (\det(P))^{1/4} \quad \text{II-11}$$

où $\det(P)$ représente le déterminant de la matrice P des moments d'ordre 2.

Méthode 2 : Contenu gaussien

Le contenu gaussien est défini comme l'intégrale de recouvrement d'un champ donné avec celui d'un champ gaussien standard [56]. Soit $E(x, y)$ le champ complexe normalisé dont on cherche à déterminer le contenu gaussien. On calcule le

II. Combinaison cohérente en régime femtoseconde par méthode interférométrique

recouvrement de ce champ à un mode d'Hermite-Gauss TEM_{00} décrit par la relation ci-dessous :

$$HG_{0,0}^{W_{CG}} = \frac{2}{\pi W_{CG}^2} e^{-\left(\frac{x^2+y^2}{W_{CG}^2}\right)} \quad \text{II-12}$$

où W_{CG} appelé le « paramètre de contenu gaussien » représente la largeur à $\frac{1}{e^2}$ de la distribution gaussienne d'un mode d'Hermite-Gauss TEM_{00} noté $HG_{0,0}^{W_{CG}}$.

Soit η_{CG} l'efficacité de combinaison avec la méthode du contenu gaussien. On exprime η_{CG} de la manière suivante :

$$\eta_{CG} = T_{\mu lent} \times MAX_{W_{CG}} \left| \iint E \times HG_{0,0}^{W_{CG}} dx dy \right|^2 \quad \text{II-13}$$

Pour déterminer η_{CG} on fait varier W_{CG} jusqu'à trouver la valeur qui maximise η_{CG} .

II.1.2.b. Principe de la modélisation

Le principe général du calcul de modélisation est présenté sur la Figure II-5.

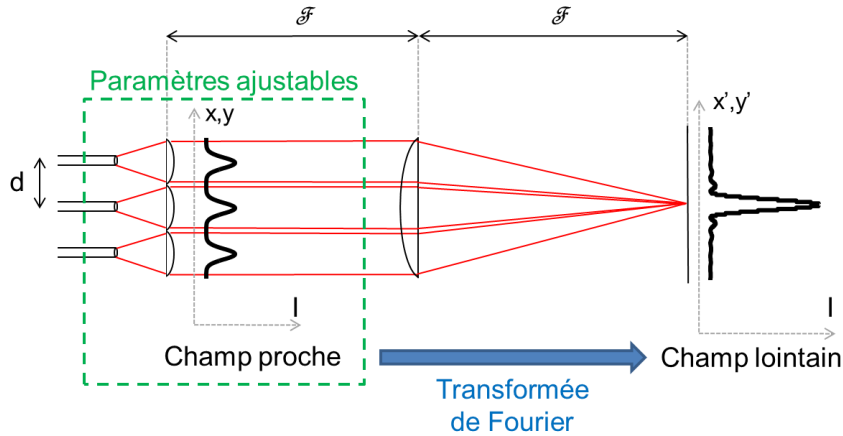


Figure II-5 : Schéma descriptif du modèle de combinaison de N fibres

On choisit un arrangement de N fibres séparées d'une distance d dans une disposition géométrique donnée. Les faisceaux en sorties de fibres se propagent ensuite jusqu'à l'entrée d'un réseau de microlentilles. Le champ en entrée de chaque microlentille est calculé analytiquement à partir du champ défini en sortie de fibre. L'arrangement des fibres et l'expression du champ en sortie de chaque fibre sont des paramètres ajustables. On peut alors modifier ces paramètres à notre guise pour simuler les erreurs du système tête/microlentilles et/ou les phénomènes de dispersion et effets non-linéaires. La somme des champs en sortie du réseau de microlentilles dans le plan (x, y) constitue ce qu'on appelle ici le champ proche. On détermine alors le champ lointain dans le plan (x', y') situé à une distance $2F$ des microlentilles où s'opère la

combinaison des faisceaux par transformée de Fourier de ce champ proche comme illustré sur la Figure II-5. La dernière étape de notre modélisation consiste alors à calculer l'efficacité de combinaison par la méthode de l'énergie encerclée ou du contenu gaussien.

II.2. Développement analytique du modèle

Nous présentons ici le calcul analytique du champ proche résultant de la juxtaposition de N fibres dont les faisceaux de sortie sont ensuite collimatés par un réseau de microlentilles. Pour cela, nous avons besoin de définir le champ du faisceau en sortie d'une fibre individuelle comme représenté sur la Figure II-6. Les N fibres sont disposées dans un arrangement matriciel (carré ou hexagonal) dont les centres repérés par leurs données cartésiennes sont notés (x_n, y_n) . On note E_n le champ associé à la fibre n dans le plan de sortie de la fibre.

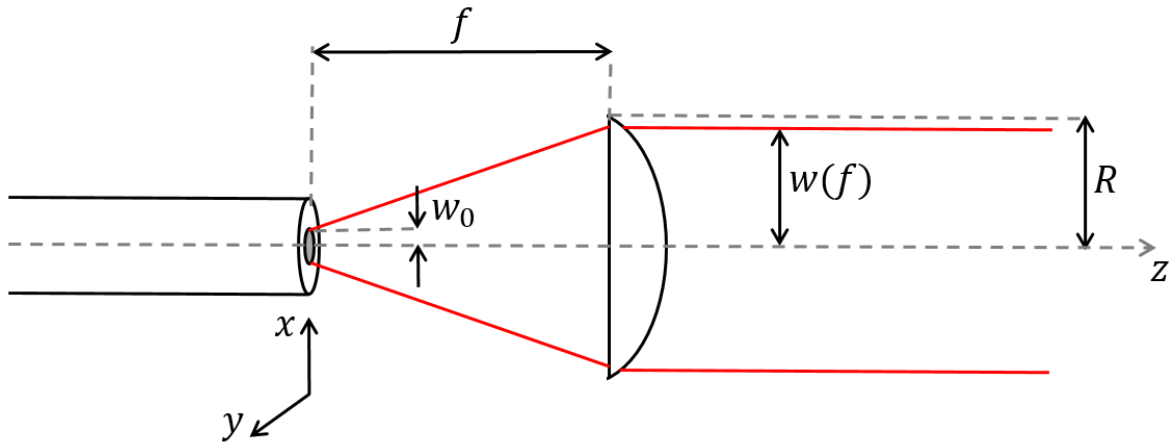


Figure II-6 : Description du champ en sortie d'une fibre

Théoriquement, une fibre monomode émet un mode fondamental LP_{01} décrit par les fonctions de Bessel. Il est cependant possible d'approximer ce mode par une distribution transverse gaussienne [58]. Ainsi, nous exprimons le champ complexe du faisceau supposé gaussien issu d'une fibre n et qui se propage en espace libre suivant une direction z dans un système de coordonnées cartésiennes (x, y, z) défini sur la Figure II-6 de la manière suivante :

$$E_n(x, y, z) = \frac{2}{\pi w(z)^2} \exp\left(-\left(\frac{x_n^2 + y_n^2}{w(z)^2}\right)\right) \exp\left(-ik \left(\frac{x_n^2 + y_n^2}{2R_c(z)}\right)\right) \quad \text{II-14}$$

où w_0 représente le waist en sortie de fibre, $w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$ la demi-largeur à $1/e^2$ du faisceau en z , $R_c(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2\right)$ le rayon de courbure du front d'onde en z ,

II. Combinaison cohérente en régime femtoseconde par méthode interférométrique

$Z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_0}$ la distance de Rayleigh et $k = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ le nombre d'onde. Le champ $E(x, y, z)$ est normalisé de telle sorte que $\iint E_n \cdot E_n^* dx dy = 1$.

On introduit ici un paramètre clé influençant l'efficacité de combinaison, à savoir : le taux de remplissage des microlentilles noté TR . Celui-ci est défini par :

$$TR = \frac{2w_f}{d} \quad \text{II-15}$$

où d représente le pas des fibres de la tête optique (et par conséquent le diamètre de microlentilles puisqu'elles sont supposées jointives) et w_f le rayon des faisceaux à $1/e^2$ à la position $z = f$ des microlentilles comme représenté sur la Figure II-6.

On considère que la distance $z = f$ à laquelle se trouve le réseau de microlentilles est très supérieure à la longueur de Rayleigh (par exemple pour un waist en sortie de fibre de $11 \mu\text{m}$ et un taux de remplissage de 92 % on a $z_R = 369 \mu\text{m}$ et $f = 39 \text{ mm}$). On fait alors l'approximation suivante :

$$R_c(f) = f \left(1 + \left(\frac{z_R}{f} \right)^2 \right) \cong f \text{ avec } z = f \gg z_R \quad \text{II-16}$$

On a alors, à l'entrée des microlentilles :

$$E_n(x, y, f) = \frac{2}{\pi w_f^2} \exp \left(- \left(\frac{x_n^2 + y_n^2}{w_f^2} \right) \right) \exp \left(-i \frac{\pi}{\lambda_0} \left(\frac{x_n^2 + y_n^2}{f} \right) \right) \quad \text{II-17}$$

On néglige ici l'épaisseur des microlentilles. La courbure des microlentilles permet de compenser la courbure du front d'onde du faisceau. On obtient ainsi un front d'onde plan en sortie de microlentilles et la partie complexe de II-17 disparaît. Le champ d'une fibre n dans le plan $z = f$ après les microlentilles s'exprime alors :

$$E_n(x, y, f) = \frac{2}{\pi w_f^2} \exp \left(- \left(\frac{x_n^2 + y_n^2}{w_f^2} \right) \right) \cdot \Pi_{Hex}(x, y) \quad \text{II-18}$$

où $\Pi_{Hex}(x, y)$ représente la fonction porte d'ouverture hexagonale.

On peut finalement écrire le champ proche de N fibres que l'on note $NF(x, y)$ en $z = f$ à la sortie des microlentilles comme indiqué ci-dessous :

$$NF(x, y) = \sum_{n=1}^N E_n(x - x_n, y - y_n) \cdot \Pi_{Hex}(x, y) \quad \text{II-19}$$

On peut à présent exprimer le champ lointain en considérant l'approximation de Fraunhofer. Le champ lointain, noté $FF(x', y')$, à une distance z correspond alors à la transformée de Fourier du champ proche. En posant les fréquences spatiales $u_x = \frac{x'}{\lambda z} = \frac{\theta_x}{\lambda}$ et $u_y = \frac{y'}{\lambda z} = \frac{\theta_y}{\lambda}$ on a :

$$FF(u_x, u_y) = TF[NF(x, y)](u_x, u_y) = TF[NF(x, y)]\left(\frac{\theta_x}{\lambda}, \frac{\theta_y}{\lambda}\right) \quad \text{II-20}$$

où x' et y' représentent les coordonnées d'un point du champ lointain (voir Figure II-5) et θ_x et θ_y les coordonnées angulaires.

La Figure II-7 représente schématiquement ce calcul pour un arrangement en champ proche de 3 fibres disposées en ligne.

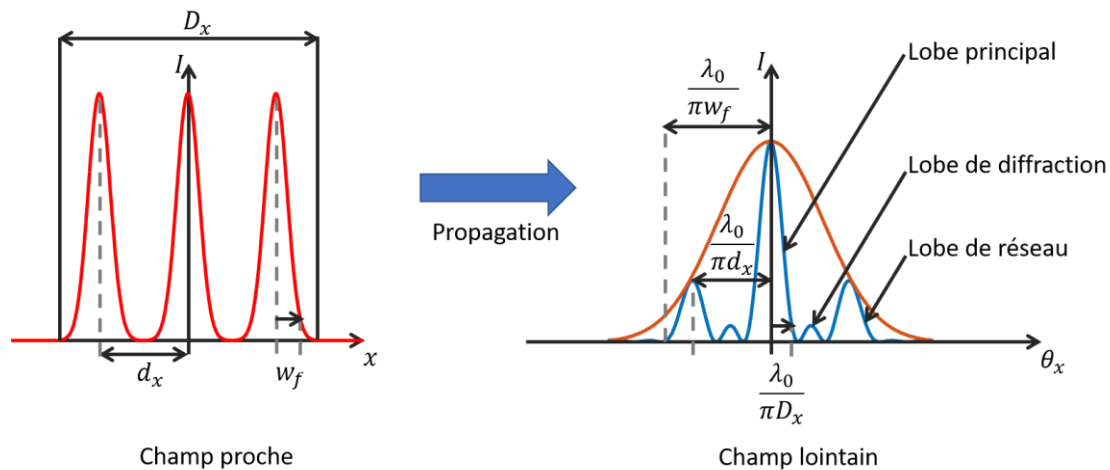


Figure II-7 : Profil d'intensité schématique du champ proche et champ lointain d'un arrangement de 3 fibres en ligne.

Le champ lointain est constitué d'un lobe principal et de lobes de réseau (ou lobe d'harmonique, dû à l'arrangement périodique des fibres en champ proche) modulé par une enveloppe gaussienne dont la largeur dépend du rayon w_f des faisceaux. Ces lobes sont distants en angle de $\frac{\lambda_0}{d_x}$ où d_x représente la distance entre les fibres en champ proche suivant l'axe x . La demi-largeur du lobe central vaut $\frac{\lambda_0}{D_x}$ où D_x représente la largeur de la pupille globale en champ proche. Chacun de ces lobes est entouré de lobes secondaires provenant de la diffraction des faisceaux par la pupille. Comme nous le verrons dans la partie suivante (II.2.1.a), la forme de la pupille influe sur la taille de ces lobes secondaires et impacte l'efficacité de combinaison.

II. Combinaison cohérente en régime femtoseconde par méthode interférométrique

En pratique, dans notre modélisation, à partir du champ proche $NF(x, y)$ déterminé de façon analytique, on calcule numériquement par transformée de Fourier rapide le champ lointain correspondant. La Figure II-8 représente un exemple de champ lointain calculé à partir d'un champ proche correspondant, dans ce cas, à un arrangement carré de 81 fibres. En bas de cette figure, des plans de coupe du champ lointain passant par un lobe de réseau et le lobe central sont également représentés en échelle linéaire et logarithmique.

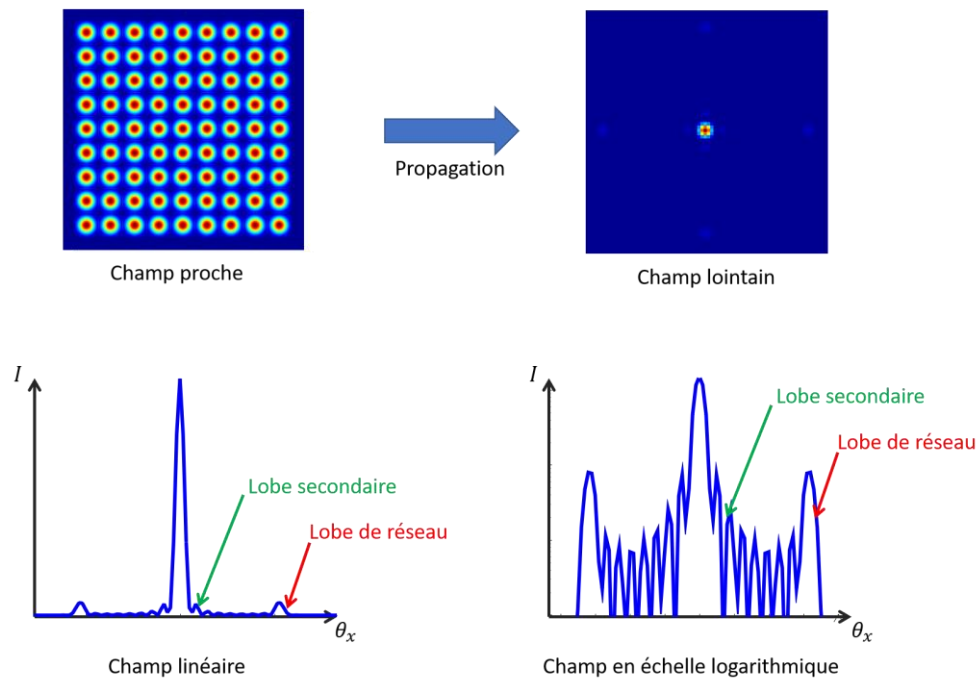


Figure II-8 : En haut : Images du champ proches d'un arrangement carré de 81 fibres et du champ lointain calculé. En bas : Plan de coupe du champ lointain passant par le lobe central et un lobe de réseau en échelle linéaire et logarithmique.

II.2.1.a. Arrangement optimal de la tête optique

Nous allons dans cette partie chercher à déterminer l'arrangement optimal de la tête optique maximisant l'efficacité de combinaison. Les paramètres que nous allons comparer sont les suivants :

1- Forme de la pupille



Figure II-9 : Champs proches avec une pupille circulaire (à gauche) et carrée (à droite)

2- Forme de la sous-pupille



Figure II-10 : Pavages hexagonal (à gauche) et carré (à droite)

3- Remplissage de chaque sous-pupille au niveau des microlentilles



Figure II-11 : Sous-pupilles en champ proche avec remplissage total et partiel

Dans toutes nos simulations nous considérons les paramètres suivants :

- Une longueur d'onde centrale $\lambda_0 = 1030 \text{ nm}$.
- Une divergence de faisceau en sortie de fibre $\theta_0 = 30 \text{ mrad}$ d'où un waist $w_0 = \frac{\lambda_0}{\pi\theta_0} \cong 11 \text{ }\mu\text{m}$.
- Un pas des fibres, et par conséquent un diamètre de microlentilles, $d = 3 \text{ mm}$.
- Un taux de remplissage $TR = 0,95$ (nous verrons par la suite que ce taux de remplissage maximise l'efficacité de combinaison) d'où une focale $f \cong 39 \text{ mm}$.
- Un nombre de fibres N tel que l'on ait trois fibres latérales de part et d'autre de la fibre centrale quelle que soit la pupille. On a ainsi $N=37$ pour un pavage hexagonal et un pavage carré avec pupille circulaire (figure II-9) et $N=49$ pour un pavage carré avec pupille carrée.

1- Forme de la pupille

Attachons-nous tout d'abord à déterminer quel arrangement est préférable entre une pupille circulaire ou carrée (on considère un remplissage total des sous-pupilles pour faire cette comparaison). Comme illustré sur la gauche de la Figure II-12, la transformée de Fourier d'une pupille carrée conduit à avoir un lobe central avec un profil d'intensité en forme de sinus cardinal circulaire (en rouge). La transformée de Fourier d'une pupille circulaire donne quant à elle un lobe central dont le profil d'intensité (en bleu) est une tâche d'Airy c'est-à-dire, au carré d'une fonction de la forme $\frac{J_1(x)}{x}$ où $J_1(x)$ est la fonction de Bessel du 1^e ordre. On observe que les lobes secondaires autour du lobe central sont plus grands pour le profil en sinus cardinal que

II. Combinaison cohérente en régime femtoseconde par méthode interférométrique

celui avec un profil en fonction de Bessel. Il en est de même pour tous les lobes secondaires des différents lobes de réseaux. D'avantage d'énergie va donc être perdue dans ces lobes pour la pupille carrée par rapport à celle circulaire.

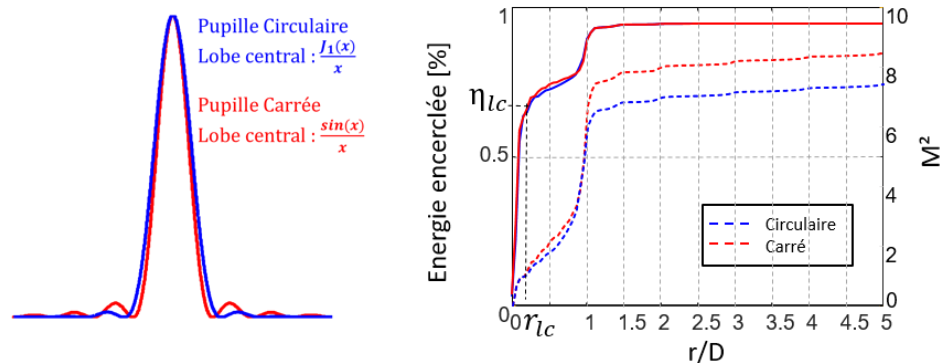


Figure II-12 : Profils d'intensité du lobe central (à gauche) et courbes d'énergies encerclées (lignes solides) et de M^2 (pointillés) associé (à droite) pour une pupille circulaire (en bleu) et carrée (en rouge). Le rayon r_{cl} sur le graphique à droite représente ici le rayon du lobe central avec pupille circulaire. D représente la distance entre le lobe central et un des lobes secondaires.

Le graphique à droite de la Figure II-12 représente l'énergie encerclée et le M^2 associé pour une pupille circulaire et carrée. Sur les courbes d'énergie encerclée on observe deux paliers qui correspondent à l'encerclage du lobe central puis des lobes de réseaux. On note D la distance entre le lobe central et un des lobes secondaires. Pour r supérieur à D , on atteint un plateau pour l'énergie encerclée à environ 91 %. Les 9 % de pertes observées sont dues à la troncature des faisceaux sur les microlentilles. L'efficacité de combinaison η_{lc} est de 66 % pour une pupille circulaire contre 64 % pour une pupille carrée avec un M^2 proche de 1. On obtient la même tendance avec le contenu gaussien. Finalement, on peut conclure qu'il faut opter pour une pupille circulaire afin de maximiser l'efficacité de combinaison bien que la différence entre pupille circulaire et carrée reste très faible.

- 2- Pavage carré ou hexagonal
- 3- Remplissage de la sous-pupille

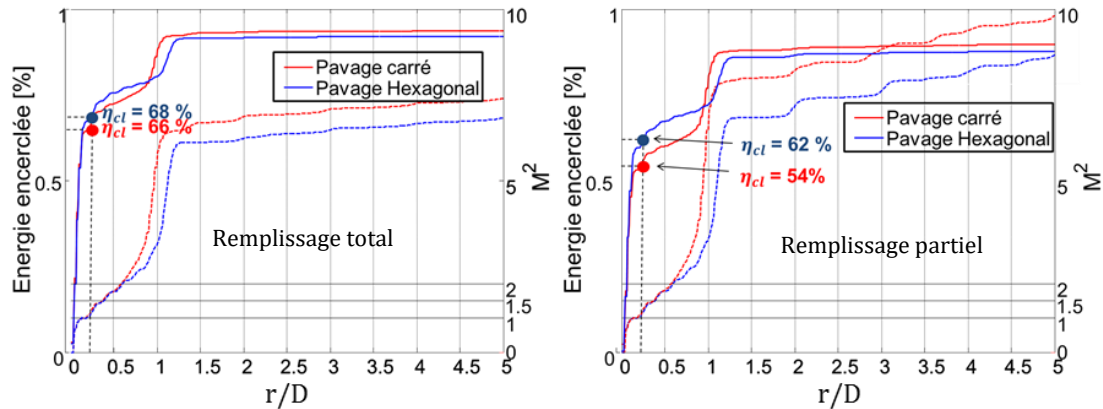


Figure II-13 : Courbes d'énergie encerclées et de M^2 associées à un pavage carré (en rouge) et hexagonal (en bleu) pour un remplissage total (à gauche) et partiel (80 % de la surface de la sous-pupille) des pupilles (à droite)

La Figure II-13 représente l'énergie encerclée et le M^2 en considérant un pavage carré (courbes rouges) ou hexagonal (courbes bleues) dans le cas d'un remplissage partiel (remplissage circulaire correspondant à 80 % du remplissage total de la sous-pupille) et d'un remplissage total des sous-pupilles (respectivement représentés à gauche et à droite de la Figure II-13). On observe que les pertes par troncature des faisceaux sont plus grandes pour un remplissage partiel. Dans le cas d'un remplissage partiel, on obtient une efficacité de combinaison dans le lobe central de 54 % pour le pavage carré contre 62 % pour le pavage hexagonal avec un M^2 égal à 1. Si l'on considère un remplissage total on a une efficacité de 68 % pour le pavage hexagonal et de 66 % pour le pavage carré avec un M^2 égal à 1. On peut conclure que l'arrangement optimal pour la combinaison de faisceaux issus de fibres optiques correspond donc à un arrangement hexagonal avec un remplissage total des sous-pupilles.

4- Taux de remplissage (TR) des microlentilles

Maintenant que nous avons déterminé l'arrangement optimal des fibres pour maximiser l'efficacité de combinaison, on représente sur la Figure II-14 le contenu gaussien en fonction du taux de remplissage TR des microlentilles (on fait varier la focale f des microlentilles). Comme nous l'avons précisé dans le choix des paramètres de modélisation (on rappelle que l'on effectue ce calcul en considérant un arrangement hexagonal de 37 fibres), on observe que le contenu gaussien est maximal pour un taux de remplissage de 0,95.

II. Combinaison cohérente en régime femtoseconde par méthode interférométrique

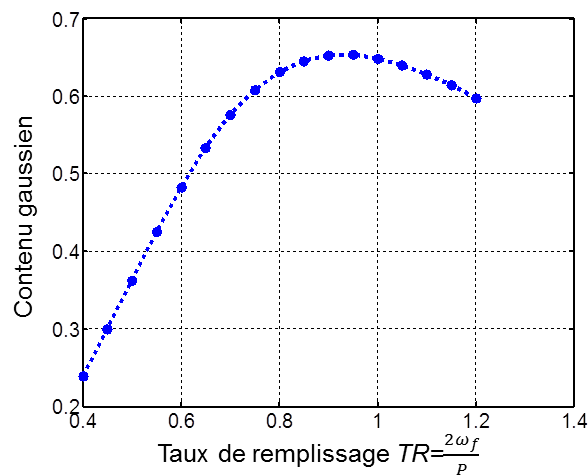


Figure II-14 : Contenu gaussien en fonction du taux de remplissage TR des microlentilles

5- Nombre de fibres

Nous nous intéressons à présent à l'influence du nombre de fibres sur l'efficacité de combinaison. Un pavage hexagonal comporte N fibres, où N se calcule de la façon suivante, en fonction du nombre de couronnes n de l'hexagone :

$$N = 1 + 6 \frac{n(n+1)}{2} \quad \text{II-21}$$

n	0	1	2	3	4	5	10	100
N	1	7	19	37	61	91	331	30301

La Figure II-15 représente ainsi l'efficacité de combinaison définie par le contenu gaussien en fonction du nombre de couronnes dans un arrangement hexagonal des fibres et un remplissage total des pupilles dans un cas idéal (pas de défauts sur la tête optique et pas d'effets non-linéaires ou de dispersion).

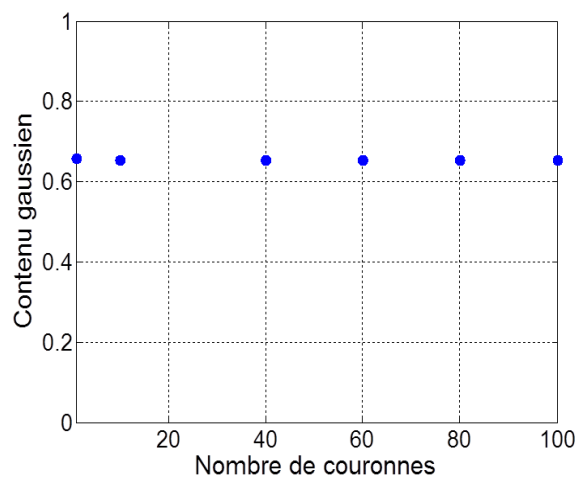


Figure II-15 : Efficacité de combinaison en fonction du nombre de couronnes (arrangement hexagonal des fibres) avec un remplissage total des pupilles

On observe que l'efficacité de combinaison définie par le contenu gaussien reste constante et égale à 65 % quel que soit le nombre de fibres. C'est l'un des gros avantages de la combinaison par remplissage de pupille comparé à la combinaison en cascade où les pertes augmentent avec le nombre de fibres à chaque étage de combinaison supplémentaire.

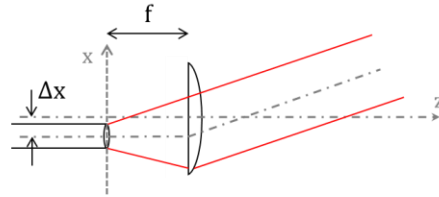
II.2.1.b. Influence des erreurs de la tête optique

Nous allons dans cette partie rendre compte de l'influence des erreurs de la tête optique sur l'efficacité de combinaison. Dans le cas d'une réalisation pratique, bien qu'inévitables, elles devront être minimisées. Nous avons considéré dans ces calculs un arrangement hexagonal de 61 fibres avec remplissage total des sous-pupilles.

La Figure II-16 représente les différentes erreurs de la tête optique que nous avons simulées. Sous chaque schéma illustrant une erreur est inscrite l'expression du champ associé prenant en compte cette erreur et les effets induits.

II. Combinaison cohérente en régime femtoseconde par méthode interférométrique

1- Erreur de position

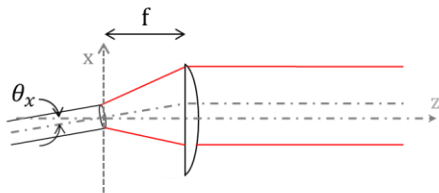


$$|E_n(x, y, f)| = \frac{1}{\pi w_f^2} \exp\left(-\left(\frac{(x + \Delta x)^2 + (y + \Delta y)^2}{w_f^2}\right)\right)$$

où Δx et Δy représentent les erreurs de position en x et en y .

- Pertes par troncature des faisceaux
- Détérioré le recouvrement spatial des faisceaux en champ lointain

2- Erreur d'inclinaison

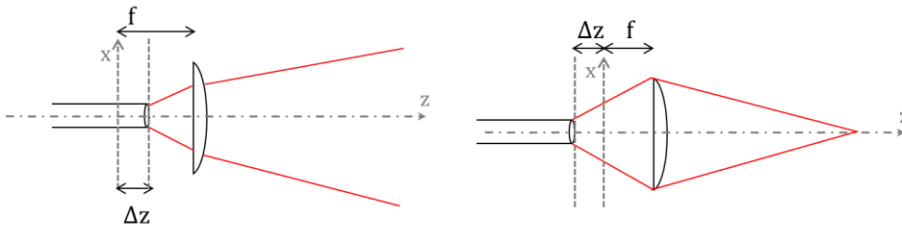


$$|E_n(x, y, f)| = \frac{1}{\pi w_f^2} \exp\left(-\left(\frac{(x + f \cdot \tan \theta_x)^2 + (y + f \cdot \tan \theta_y)^2}{w_f^2}\right)\right)$$

où θ_x et θ_y représentent les erreurs d'inclinaison de la fibre en x et y .

- Pertes par troncature des faisceaux
- Détérioré le recouvrement spatial des faisceaux en champ lointain

3- Erreur de tirage



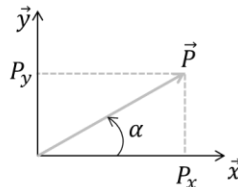
$$|E_n(x, y, f \pm \Delta z)| = \frac{1}{\pi w (f \pm \Delta z)^2} \exp\left(-\left(\frac{x^2 + y^2}{w (f \pm \Delta z)^2}\right)\right)$$

où Δz représente l'erreur de position longitudinale.

- Modifie la taille du profil d'intensité du faisceau en champ lointain
- Modifie la courbure du front d'onde en sortie de microlentilles (non plan)

4- Erreur de polarisation

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}$$



$$|E_n(x, y, f)| = \cos \alpha \times \frac{1}{\pi w_f^2} \exp\left(-\left(\frac{x^2 + y^2}{w_f^2}\right)\right)$$

où α représente l'erreur de polarisation en considérant une polarisation suivant l'axe x .

- Réduit la polarisation effective

Figure II-16 : Description schématique des erreurs de la tête optique simulées dans notre modélisation

Les graphiques a), b), c) et d) de la Figure II-17 représentent l'efficacité de combinaison (définie par le contenu gaussien) en fonction respectivement des erreurs de position, d'inclinaison, de tirage et de polarisation. Pour chaque type d'erreur, les erreurs associées aux N fibres sont distribuées suivant une loi normale standard. Les erreurs indiquées sur les courbes correspondent à l'écart-type de cette distribution normale. Pour chaque erreur indiquée nous avons réalisé cinquante calculs et affiché la moyenne correspondante. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart type de ces cinquante calculs.

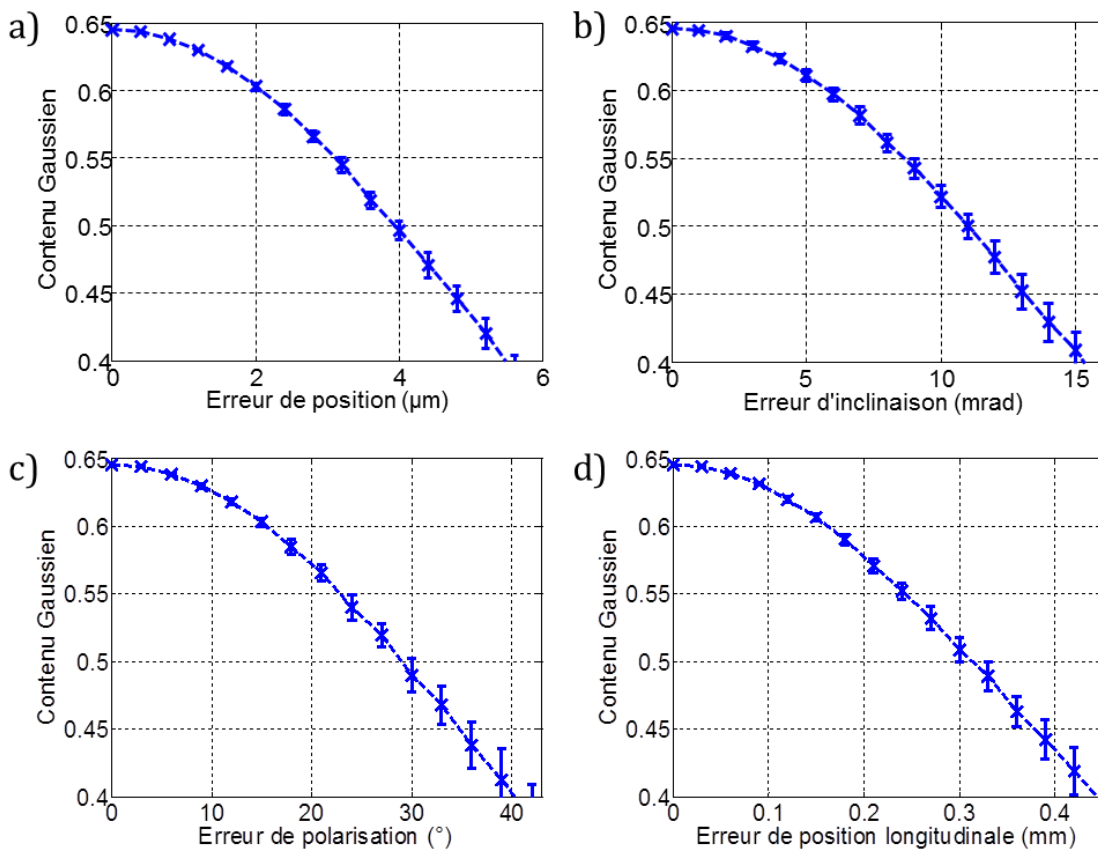


Figure II-17 : Efficacité de combinaison exprimée par le contenu gaussien suivant une erreur de position (a), d'inclinaison (b), de polarisation (c) et de tirage (d)

Les erreurs de position (induisant un tilt du faisceau après les microlentilles) et d'inclinaison des fibres impactent le recouvrement spatial des faisceaux en champ lointain et engendrent des pertes par troncature des faisceaux par les microlentilles. Une erreur de tirage modifie la largeur du faisceau en entrée de microlentille et donc le taux de remplissage. Une erreur de polarisation diminue l'amplitude du champ résultant des interférences constructives dans le lobe central. Le tableau 1 ci-dessous représente l'écart type calculé pour une baisse d'efficacité de combinaison de 5 % (par rapport à l'efficacité maximale théorique de 64 % avec le contenu gaussien) pour les différentes erreurs simulées.

II. Combinaison cohérente en régime femtoseconde par méthode interférométrique

Tableau 1. Caractérisation de la tête optique

Paramètres	Ecart type calculé pour une baisse d'efficacité de 5 %
Erreur de position	1.5 μm
Erreur d'inclinaison	5 mrad
Erreur de tirage	120 μm
Alignement de l'axe de polarisation	10°

Les tolérances de la tête optique à respecter pour assurer une efficacité de combinaison supérieure à 95 % sont de 1,5 μm , 5 mrad, 120 μm et 10° pour respectivement la position, l'inclinaison, le tirage et l'alignement de l'axe de polarisation des fibres. En ce qui concerne la réalisation de la tête optique les tolérances les plus critiques et les plus difficiles à respecter sont celles concernant la position des fibres, qui nécessite un arrangement avec une précision micrométrique, et l'inclinaison des fibres avec une précision de quelques milliradians. La réalisation d'une tête optique respectant ces tolérances représente donc un vrai challenge technique. Nous verrons dans la partie III.1.2.a la solution envisagée pour répondre à ce défi et assurer une efficacité de combinaison proche d'une tête optique sans défauts.

II.2.1.c. Influence de la phase spectrale aux différents ordres

Les effets dispersifs peuvent différer d'une fibre à l'autre. Ainsi, nous allons évaluer ici l'influence du différentiel de dispersion entre les fibres sur l'efficacité de combinaison.

On rappelle l'expression du développement de Taylor autour de ω_0 de la phase spectrale :

$$\phi(\omega) = \phi_0 + \phi_1 \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!} \phi_2 \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!} \phi_3 \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad \text{II-22}$$

où ϕ_0 représente la phase absolue, ϕ_1 le délai de groupe, ϕ_2 la dispersion de délai de groupe (chirp), ϕ_3 la dispersion de troisième ordre. On se limite dans notre cas à l'étude jusqu'au troisième ordre.

Afin de réaliser cette étude, nous définissons à présent le champ électrique dans les domaines spatial et temporel pour la fibre n dans le plan en sortie des microlentilles :

$$\mathbb{E}_n(r, f, t) = \frac{1}{\pi w_f^2} \cdot U_n(t) \cdot \exp\left(-\left(\frac{r}{w_f}\right)^2\right) \exp\left(-\frac{ir^2}{\lambda_0 f}\right) \quad \text{II-23}$$

et

$$U_n(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \widehat{U}_n(\omega) e^{-i\omega t} d\omega = TF[\widehat{U}_{0_n}(\omega) \cdot \exp(i \cdot \phi_n(\omega))](t) \quad \text{II-24}$$

où $U_n(t)$ représente la partie temporelle du champ électrique et $U_n(\omega)$ le champ électrique dans le domaine spectral correspondant à la transformée de Fourier de $U_n(t)$. $\widehat{U}_{0_n}(\omega)$ et $\phi_n(\omega)$ représentent respectivement le module et la phase de $\widehat{U}_n(\omega)$.

On utilise l'expression suivante pour définir l'amplitude du champ électrique dans le domaine spectral :

$$\widehat{U}_{0_n}(\omega) = A_n \cdot \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\Delta\omega_0^2}\right) \quad \text{II-25}$$

$$\Delta\omega_0 = \frac{\pi c}{\sqrt{\ln 2}} \frac{\Delta\lambda_{FWHM}}{\lambda_0^2} \quad \text{II-26}$$

où A_n représente l'amplitude du champ électrique de la fibre n , ω la pulsation, ω_0 la pulsation centrale, c la vitesse de la lumière, λ_0 la longueur d'onde centrale et $\Delta\lambda_{FWHM}$ la largeur à mi-hauteur du spectre optique. Notons que A_n est défini de sorte que $U_{0_n}(t)$ qui correspond à la transformée de Fourier inverse de $\widehat{U}_{0_n}(\omega)$ satisfasse $\int U_{0_n}(t) \cdot U_{0_n}(t)^* dt = 1$.

Dans notre modélisation, après avoir calculé le profil temporel avec dispersion différentielle pour chaque impulsion, on peut déterminer le champ proche constitué des profils spatio-temporels $\mathbb{E}_n(r, t)$ décrits par l'équation II-23. On calcule ensuite le champ lointain correspondant (en considérant un arrangement hexagonal de 61 fibres). La Figure II-18 représente l'efficacité de combinaison pour l'ordre un à quatre de la phase spectrale. Dans nos simulations nous avons considéré une largeur de spectre $\Delta\nu_{FWHM} = 5 \text{ nm}$ avec des impulsions limitées par transformée de Fourier de 312 fs ce qui correspond aux spécifications de notre oscillateur.

Pour chaque ordre de phase spectrale, les erreurs de phase associées aux N fibres sont distribuées aléatoirement suivant une loi normale standard. Les erreurs indiquées sur les courbes correspondent à l'écart-type de cette distribution normale. Pour chaque erreur indiquée nous avons réalisé dix calculs et affiché la moyenne correspondante. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart type de ces dix mesures.

II. Combinaison cohérente en régime femtoseconde par méthode interférométrique

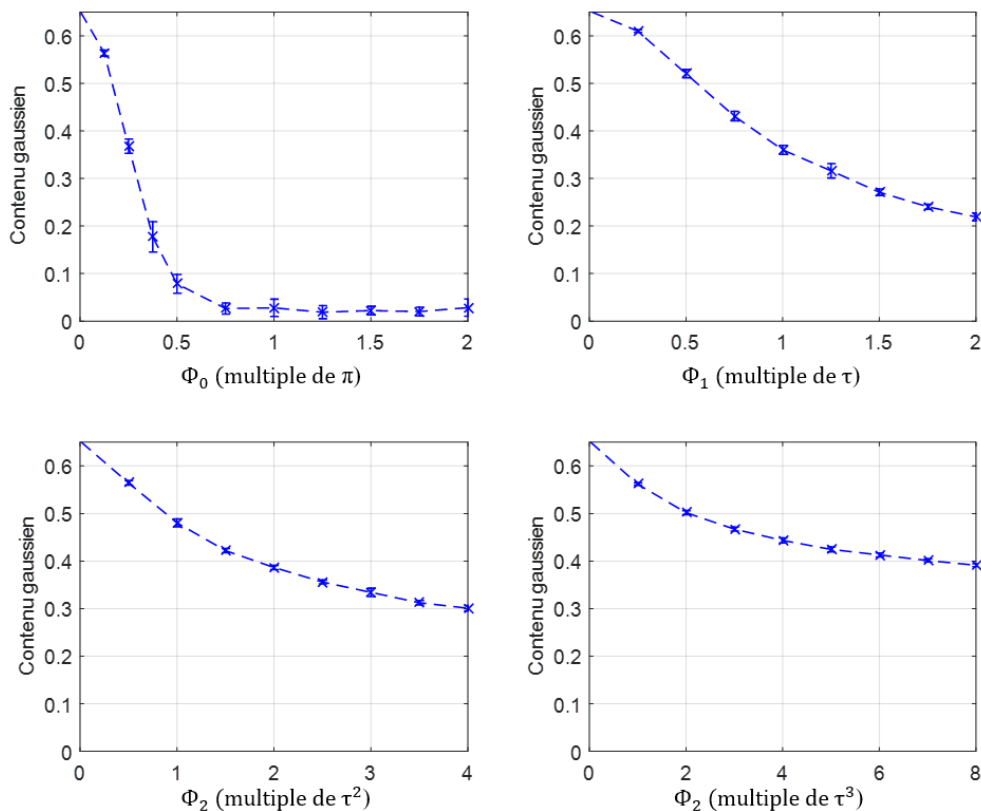


Figure II-18 : Efficacité de combinaison en fonction de l'écart type de la phase spectrale d'ordre 1 à 4 entre les fibres

Les valeurs d'efficacité de combinaison suivant les différents ordres de phase spectrale pour assurer plus de 95 % de l'efficacité de combinaison maximale théorique (64 % avec le contenu gaussien) sont retranscrites dans le tableau 2 ci-dessous.

Tableau 2. Influence de la dispersion

Phase spectrale	Ecart type calculé pour une baisse d'efficacité de 5 %
Phase absolue	$\lambda/16$
Délai de groupe	75 fs
Dispersion de délai de groupe	$0.5 \tau^2$
Dispersion d'ordre 3	τ^3

Afin d'assurer plus de 95 % de l'efficacité de combinaison maximum les différences de phase absolue, de délai de groupe, de dispersion de délai de groupe et de dispersion de troisième ordre doivent être respectivement inférieures à $\frac{\lambda}{16}$, 75 fs (22,5 μm en terme de chemin optique), $0,5 \tau^2$ et τ^3 .

A noter qu'une compensation globale de la dispersion moyenne pourra être entreprise expérimentalement afin de maximiser l'efficacité de combinaison. Ainsi, en utilisant un

façonneur d'impulsions sur le canal en sortie du laser maître il est possible de modifier la phase spectrale de l'impulsion afin de compenser la dispersion moyenne accumulée jusqu'à la sortie des fibres. Cet ajustement de la phase spectrale à partir d'un façonneur d'impulsions pourra être réalisé en minimisant la largeur de l'impulsion combinée après compression pour tendre vers une largeur d'impulsion limitée par transformée de Fourier.

II.2.1.d. Influence des effets non-linéaires

Nous étudions à présent l'influence des effets non-linéaires sur l'efficacité de combinaison. Pour cela, nous allons évaluer l'influence du différentiel d'intégrale-B entre les fibres sur l'efficacité de combinaison. L'intégrale-B définie par la relation ci-dessous permet de mesurer la phase non-linéaire accumulée après propagation de l'impulsion dans une fibre amplifiée.

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_C n_2(z) \cdot I_0(z) dz \quad \text{II-27}$$

où n_2 représente l'indice de réfraction non-linéaire, $I_0(z)$ l'intensité optique sur l'axe du faisceau et C le chemin parcouru.

La partie temporelle du champ électrique en sortie de la fibre n ayant accumulée la phase non-linéaire décrite par l'intégrale-B s'exprime alors de la manière suivante :

$$U_n(t) = U_{0_n}(t) \cdot \exp\left(i \cdot B \cdot \frac{I_0(t)}{\max(I_0(t))}\right) \quad \text{II-28}$$

où $U_{0_n}(t)$ représente le module de $U_n(t)$ et $I_0(t)$ le profil temporel de l'impulsion initiale.

A partir de cette expression on détermine le champ proche puis par transformée de Fourier le champ lointain correspondant. La Figure II-19 représente l'efficacité de combinaison définie par le contenu gaussien en fonction de l'écart-type de l'intégrale-B pour une moyenne $B_0 = 5, 10$ et 20 rad (calcul en considérant un arrangement hexagonal de 61 fibres). L'intégrale B attribuée à chacune des N fibres est distribuée suivant une loi normale standard. Les points indiqués sur la courbe correspondent à l'écart-type de cette distribution normale. Pour chaque point affiché nous avons réalisé dix mesures et affiché la moyenne correspondante. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart type de ces dix mesures. Comme on peut l'observer sur la Figure II-19 l'efficacité de combinaison dépend de l'écart-type d'intégrale-B entre les fibres et non de sa valeur moyenne. A partir de ce graphique on peut déduire que pour maintenir une efficacité de combinaison supérieure à 95 % du maximum l'écart type d'intégrale-B entre les fibres doit être inférieur à 0.3 rad.

II. Combinaison cohérente en régime femtoseconde par méthode interférométrique

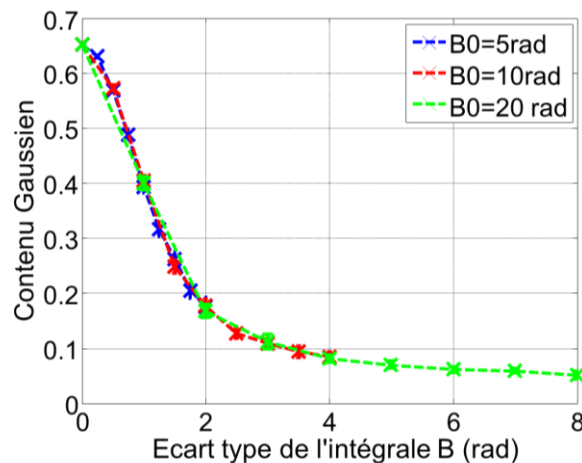


Figure II-19 : Efficacité de combinaison en fonction de l'écart type de l'intégrale B entre les fibres

Afin de réduire la différence d'intégrale B entre les fibres, un ajustement des puissances de pompe de chaque canal amplifié pourra être entrepris expérimentalement afin d'optimiser l'efficacité de combinaison. De plus, en régime non-linéaire on pourra compenser l'intégrale B moyenne et la dispersion moyenne en utilisant un façonneur d'impulsions sur la fibre de sortie laser comme expliqué dans la partie II.2.1.c.

Nous récapitulons dans le tableau ci-dessous l'influence des différents paramètres étudiés sur l'efficacité de combinaison.

Tableau 3. Influence de différents paramètres sur l'efficacité de combinaison

	Paramètre	Ecart type calculé pour une baisse d'efficacité de 5 %
Erreurs de la tête optique	Erreur de position	1,5 μm
	Erreur d'inclinaison	5 mrad
	Erreur de tirage	120 μm
	Alignement de l'axe de polarisation	10°
Dispersion	Phase absolue	$\lambda/16$
	Délai de groupe	75 fs
	Dispersion de délai de groupe	0,5 τ^2
	Dispersion d'ordre 3	τ^3
Effets non-linéaires	Intégrale B	0,3 rad

Dans les parties suivantes nous allons décrire les procédés utilisés permettant de réaliser les trois étapes du processus de combinaison cohérente.

II.3. Réalisation pratique

II.3.1. Synchronisation temporelle par mesure de contraste

Afin de mesurer à la fois le retard entre les impulsions et l'erreur de phase, nous utilisons un seul montage interférométrique utilisant une référence commune comme illustré sur la Figure II-20. La référence est une onde plane inclinée par rapport aux faisceaux issus des fibres. La position des franges donne alors accès à l'erreur de phase et le contraste des interférogrammes à la synchronisation temporelle des impulsions.

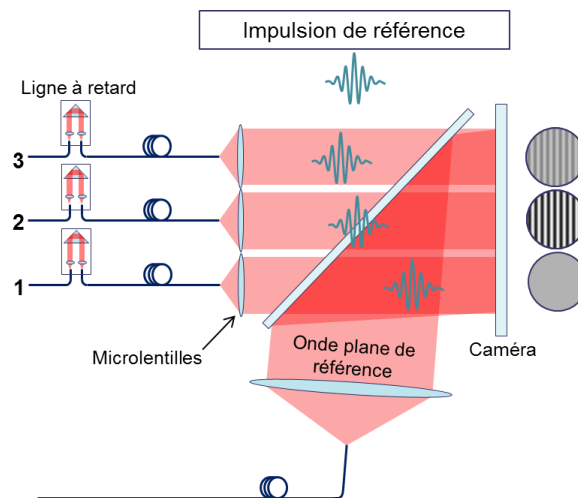


Figure II-20 : Schéma de principe du procédé de synchronisation temporelle par mesure de contraste avec une méthode interférométrique.

Le principe de synchronisation temporelle par mesure de contraste est représenté Figure II-20 à travers un exemple de trois fibres. Les faisceaux en sortie de fibres sont collimatés à l'aide d'un réseau de microlentilles et imagés (lentilles d'imagerie non représentées ici) sur une caméra. En sortie du laser, on isole une quatrième fibre dont le faisceau est utilisé afin de générer une onde plane de référence qui doit recouvrir toute la surface de la caméra. Afin de minimiser les corrections de phase à apporter, il est préférable d'assurer le maximum d'histoire commune entre l'onde plane de référence et les autres fibres. Ainsi, les perturbations de phase ayant lieu sur des amplificateurs communs seront partagées par tous. Il y a donc tout intérêt à amplifier également l'onde plane même si la puissance envoyée sur la caméra doit être faible pour ne pas la saturer. Les cercles gris à droite de la Figure II-20 représentent la surface sur la caméra où l'on a un recouvrement spatial entre l'onde plane de référence et chacun des faisceaux. Trois situations spécifiques peuvent être observées ici. Dans le premier cas représenté par la fibre 1, la différence de chemin optique entre l'impulsion de la fibre et l'impulsion de référence est plus grande que la longueur de cohérence. On n'observe pas d'interférences et le contraste est nul. Dans le cas illustré par la fibre 2, les impulsions de la fibre et de l'onde plane de référence sont parfaitement synchronisées et le contraste est maximal. Dans le cas intermédiaire,

II. Combinaison cohérente en régime femtoseconde par méthode interférométrique

quand la différence de chemin optique est plus petite que la longueur de cohérence comme pour la fibre 3, un contraste dégradé est observé. Pour assurer la synchronisation temporelle de toutes les enveloppes des impulsions, des lignes à retard sont insérées pour chaque fibre. On est alors en mesure de compenser la différence de chemin optique entre chaque fibre et l'onde plane de référence par maximisation du contraste de chaque interférogramme. Ces lignes à retard doivent avoir une course de plusieurs centimètres pour être en mesure de compenser la différence de longueur centimétrique entre les fibres. De plus, une précision micrométrique est requise pour assurer un recouvrement optimal des enveloppes des impulsions et maximiser ainsi l'efficacité de combinaison comme calculé précédemment dans la partie II.2.1.c.

La Figure II-21 illustre le recouvrement sur la caméra des impulsions issues des fibres de la tête optique et de l'onde plane de référence réfléchi par un miroir. L'onde plane est inclinée d'un angle α par rapport à la direction des faisceaux issus de la tête optique qui se propagent suivant l'axe z . Le pas des franges p est défini par l'angle α entre l'onde plane de référence et les faisceaux issus des fibres par la relation : $p = \frac{\lambda_0}{\sin \alpha}$ où λ_0 représente la longueur d'onde centrale du laser. L'inclinaison de l'onde plane n'a pas d'influence sur le contraste mesuré (par contre les phases de consignes en dépendent comme mentionné dans la partie II). Après l'étape de maximisation du contraste, le recouvrement des impulsions sur la caméra entre l'onde plane et l'impulsion est optimal pour toutes les impulsions. Cependant, du fait de l'inclinaison de l'onde plane, on constate que les impulsions en sortie de tête optique sont décalées temporellement entre elles d'un retard noté τ_k . Ce retard entre les impulsions est proportionnel au nombre de franges par fibres qui vaut $\frac{d_y}{p}$ où d_y représente l'écart de distance entre deux faisceaux suivant la direction de l'axe y . On a ainsi :

$$\tau_k = k \times \frac{d_y}{p} \lambda_0 = d_y \sin \alpha \quad \text{II-29}$$

où k est un nombre entier ou demi-entier.

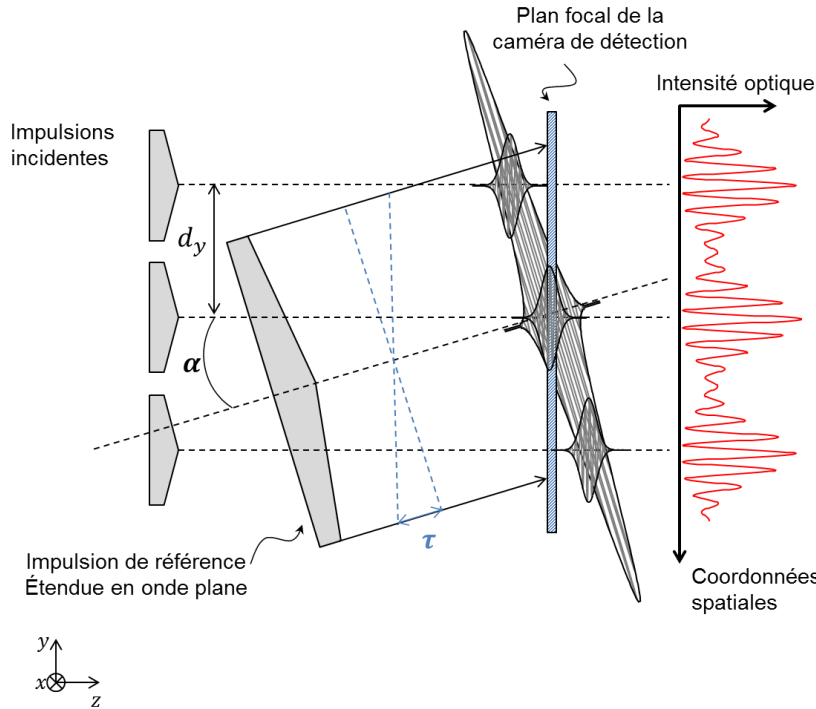


Figure II-21 : Illustration du problème de recouvrement des enveloppes des impulsions sur la caméra après maximisation du contraste des interférogrammes dans le cas d'une onde plane inclinée par rapport aux faisceaux issus de la tête optique (inclinaison exagérée)

Ces retards τ_k en champ proche entre les impulsions seront les mêmes en champ lointain et vont donc impacter l'efficacité de combinaison. Avec l'algorithme de correction de phase par méthode interférométrique il a été démontré qu'un nombre minimal de 1,5 franges par interlet était suffisant pour assurer une correction de phase inférieure à $\frac{\lambda_0}{10}$ rms et ainsi maximiser le nombre de fibres sur une seule caméra [59]. Dans cette configuration optimale, le délai entre les fibres s'en trouve minimisé. Le délai entre la fibre centrale et les premières fibres juxtaposées sur une même ligne (distances de d_y) est alors de $1,5 \times \lambda_0$, où λ_0 représente la longueur d'onde centrale du laser. Ce délai entre la fibre centrale et une fibre voisine est multiple du nombre de fois le pas d_y les séparant. Aussi, plus le nombre de couronnes augmente plus l'écart type du retard entre les fibres augmente et va faire diminuer l'efficacité de combinaison. Le graphique de la Figure II-22 représente l'efficacité de combinaison en fonction du nombre de couronnes avec une inclinaison de l'onde plane tel qu'on ait, quel que soit le pas des fibres, 1,5 franges par interférogramme.

II. Combinaison cohérente en régime femtoseconde par méthode interférométrique

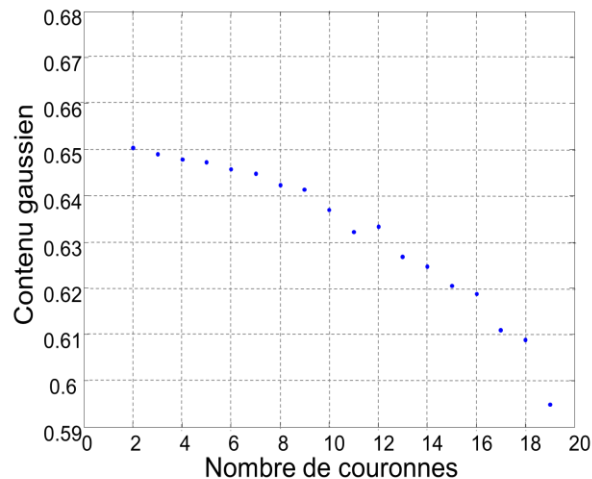


Figure II-22 : Contenu gaussien en fonction du nombre de couronnes pour un réglage de 1,5 franges par interférogramme

On observe qu'à partir de 15 couronnes, soit 721 fibres, l'efficacité de combinaison baisse de plus de 5 % par rapport à l'efficacité de combinaison optimale de 65 %. Une compensation du décalage entre les impulsions des fibres dû à l'inclinaison de l'onde plane s'avère donc nécessaire pour obtenir une synchronisation parfaite des impulsions en champ lointain. Pour cela, en conservant un contraste maximal pour la fibre centrale, on calcule le contraste des autres fibres permettant d'obtenir des impulsions synchronisées temporellement. En pratique, à l'aide des lignes à retards on se place à la position conduisant aux contrastes calculés pour chacune des fibres pour obtenir une synchronisation optimale des impulsions. Plus les fibres seront éloignées longitudinalement de la fibre centrale plus le contraste des interférogrammes diminuera. Pour un retard supérieur à la longueur de cohérence on n'obtiendra un contraste nul des interférogrammes ne permettant plus la correction de phase. Le nombre maximal de couronnes qu'il est possible de combiner avec une onde plane de référence commune inclinée sera donc limité par la longueur de cohérence des impulsions du laser employé. On a ainsi pour un nombre de 1,5 franges par fibre :

$$N_{max} = \frac{L_c}{1,5\lambda_0} \quad \text{II-30}$$

où N_{max} représente le nombre maximale de couronnes sans interférogramme avec un contraste nul et L_c la longueur de cohérence. Ainsi, pour des impulsions de 300 fs et une longueur d'onde centrale de 1032 nm, la longueur de cohérence vaut 204 μm et on sera limité à 136 couronnes, soient 55897 fibres (équation II-21). Pour des impulsions plus courtes ou de quelques cycles optiques le nombre de couronnes sera d'autant plus limité.

Comme on vient de le voir, plus la longueur de cohérence des impulsions est grande plus on peut combiner un grand nombre de faisceaux avec notre méthode de mise en

phase. D'après l'équation II-30, la longueur de cohérence est inversement proportionnelle à la largeur du spectre de l'impulsion. Pour une faible largeur de spectre on a donc une grande longueur de cohérence. Si l'on filtre une partie du spectre de l'impulsion on peut donc augmenter la longueur de cohérence de l'impulsion après filtrage. Une solution pour pallier à la limitation en nombre de fibres imposée par la longueur de cohérence serait alors de filtrer une partie du spectre des impulsions à l'aide d'un filtre spectral placé devant la caméra afin d'augmenter la longueur de cohérence. On s'affranchirait ainsi de la limitation en nombre de fibres quel que soit la largeur d'impulsion.

II.3.2. Verrouillage en phase et suivi dynamique des impulsions

Une fois la synchronisation temporelle des enveloppes des impulsions effectuée il est alors possible réaliser le verrouillage en phase et délai de groupe pour compenser les perturbations de phases aléatoires provenant de l'environnement ou des amplificateurs. Ainsi, nous décrivons, dans cette partie, l'algorithme de verrouillage en phase par méthode interférométrique et son adaptation au régime femtoseconde en vue de stabiliser le délai de groupe entre les impulsions. Nous rappelons tout d'abord brièvement le principe d'un algorithme d'extraction de la phase des fibres développé par Marie Antier au cours de sa thèse [59]. Le lecteur est invité à s'y référer pour avoir d'avantage de détails. Cet algorithme repose sur un calcul de coefficients de corrélation entre un interférogramme enregistré sur une caméra et une bibliothèque de références d'interférogrammes préalablement calculés. Cet algorithme est compatible avec une boucle de correction de phase cadencée à 1 kHz. Nous verrons ensuite comment est réalisé le verrouillage en phase et le maintien de la synchronisation temporelle par déroulement de la phase mesurée dans la boucle de rétroaction.

II.3.2.a. Boucle de rétroaction

La Figure II-23 présente le principe de la correction de phase sur une fibre. La fréquence de la boucle de rétroaction est notée $1/T_e$ correspondant à la fréquence d'acquisition d'images de la caméra. Dans chaque boucle, quatre actions se succèdent : acquisition d'une image, calcul de la correction de phase, calcul de la correction du retard puis application de la correction phase/retard.

II. Combinaison cohérente en régime femtoseconde par méthode interférométrique

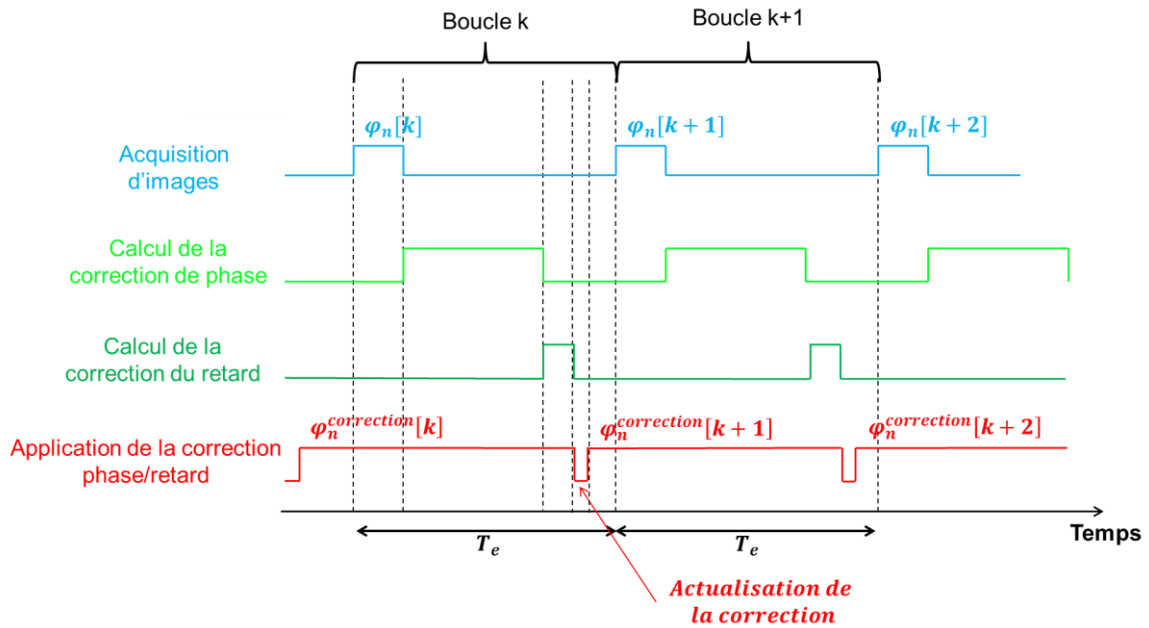


Figure II-23 : Principe du contrôle de la phase et enchaînement de différentes étapes de l'algorithme de contrôle. Chaque boucle de correction commence par l'acquisition d'une image.

On note respectivement $\varphi_n[k]$ et $\varphi_n^{correction}[k]$ la phase mesurée et la correction de phase/retard appliquée durant la boucle numéro k de la rétroaction.

II.3.2.b. Extraction de la phase

La Figure II-24 représente une figure d'interférences typique qui peut être enregistrée par la caméra après l'étape de synchronisation temporelle lorsque les interférogrammes de chaque fibre ont un maximum de contraste.

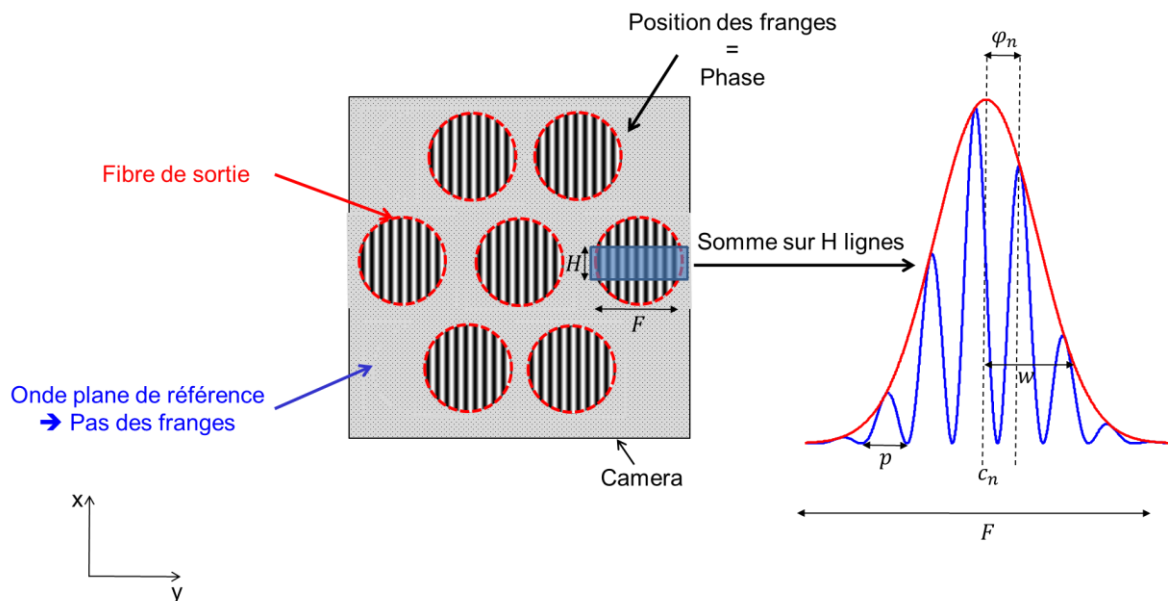


Figure II-24 : A gauche : Interférogrammes obtenus sur une caméra issus de l'interférence entre l'onde plane de référence et les faisceaux issus des fibres. A droite : Interlet S_n .

Dans le cas illustré par la Figure II-24, on cherche à mettre en phase sept fibres dans un arrangement hexagonal. On a donc sept interférogrammes. Ici, le bruit de la caméra n'est pas pris en compte et on considère des franges parfaitement parallèles. En situation réelle, des aberrations optiques sur la voie de l'onde plane ou des faisceaux issus des fibres peuvent entraîner une courbure des franges. De plus, une erreur de pointé des faisceaux en sortie des microlentilles engendre un défaut de parallélisme des franges entre les interférogrammes. Cependant, notre système de mise en phase est suffisamment robuste pour assurer, malgré ces erreurs, une erreur résiduelle de phase satisfaisante. En pratique, on peut considérer un pas de franges commun à toutes les fibres. On a ainsi une bibliothèque d'interlets (avec un même pas des franges) commune à toutes les fibres. En effet, il est plus simple et suffisant plutôt que d'avoir une bibliothèque par fibre ce qui, alourdirait considérablement le temps de calcul de la correction de phase.

L'information de la phase d'un interférogramme est donc contenue dans la position des franges par rapport à celle d'un interférogramme de référence. Théoriquement, il suffit d'une seule ligne de la caméra par interférogramme pour déterminer cette position. Cependant, afin d'augmenter le rapport signal-à-bruit il est plus judicieux de sommer les colonnes de chaque interférogramme. Ainsi, pour chaque interférogramme centré en (x_n, y_n) (centre des cercles rouges) on prélève une sous-pupille (représentée par le rectangle bleu sur le schéma) de taille $F \times H$ où F et H représentent respectivement le nombre de pixels suivant O_x et O_y . Après sommation des H lignes on obtient un profil 1D échantillonné sur F pixels dont l'exemple est représenté sur la droite de la figure 3. Dans la suite, nous nommons « interlet » S_n ce signal associé à la fibre n . Le profil d'un interlet correspond idéalement à une sinusoïde modulée par une enveloppe gaussienne.

C'est à partir de ces interlets que nous allons réaliser un calcul de corrélation avec une bibliothèque de références d'interlets pour évaluer la phase de chacune des fibres. Les paramètres qui définissent un interlet (cf. Figure II-24) et qui s'avèrent nécessaires pour le calcul sont les suivants : le centre de l'enveloppe gaussienne c_n , le pas des franges p , la rayon w de l'enveloppe gaussienne à $1/e^2$, F (nombre impair) la taille de l'interlet et enfin la phase φ_n comprise entre 0 et 2π que l'on cherche à déterminer. Les constantes c_n, p, w et F s'expriment en pixels. Les interlets de références sont tous centrés au centre de la fenêtre $\frac{F-1}{2}$. Le centre c_n d'un interférogramme sur la caméra est défini dans un premier temps de façon grossière par l'expérimentateur de sorte à ce qu'il se trouve dans le pixel du centre de la fenêtre, c'est-à-dire entre $\frac{F-1}{2} - \frac{1}{2}$ et $\frac{F-1}{2} + \frac{1}{2}$.

Nous décrivons à présent le calcul d'évaluation de la phase par corrélation entre un interlet S_n acquis sur la caméra et un interlet de référence. Pour un interlet S_n parfait (c'est-à-dire sans bruit de la caméra) la valeur $S_n[j]$ du pixel numéro j est égale à :

II. Combinaison cohérente en régime femtoseconde par méthode interférométrique

$$\forall j \in \{0, \dots, F - 1\},$$

$$S_n[j] = S_n^0 \exp\left(-\frac{2(j - c_n)^2}{w^2}\right) \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{p}(j - c_n) + \varphi_n(t)\right)\right) \quad \text{II-31}$$

où S_n^0 représente l'amplitude maximale de l'interlet n sur la caméra.

De même, on définit l'interlet numéro i d'un élément $R_i[j]$ de la bibliothèque contenant M interlets de références par :

$$\forall i \in \{0, \dots, M - 1\},$$

$$R_i[j] = \exp\left(-\frac{2\left(j - \frac{F-1}{2}\right)^2}{w^2}\right) \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{p}\left(j - \frac{F-1}{2}\right) + \frac{2\pi}{M}i\right)\right) \quad \text{II-32}$$

Le nombre d'éléments M de la bibliothèque de références définit la plus petite phase mesurable par l'algorithme. La précision théorique de mesure de phase vaut donc $\frac{2\pi}{M}$.

Comme nous l'avons mentionné précédemment le centre c_n de l'interlet mesuré à la caméra peut différer du centre de la fenêtre $\frac{F-1}{2}$. Or, pour avoir une référence de phase précise à $\frac{2\pi}{M}$ cela implique d'avoir une précision de l'estimation de notre centre à une fraction $\frac{p}{M}$ de pixel où p représente le nombre de pixels par frange. Une détermination précise du centre c_n puis un recentrage des interlets mesurés au centre de la fenêtre F , pour effectuer le calcul de phase par corrélation avec la bibliothèque de références, s'avèrera alors nécessaire pour éviter des erreurs de calcul (le principe de ce recentrage des interlets mesurés est expliqué dans la partie 2.2.1 du chapitre II de la thèse de Marie Antier [59]).

Une fois l'étape de recentrage effectuée, les interlets mesurés et ceux de la bibliothèque sont ensuite normalisés pour s'affranchir des différences d'intensité entre chacun d'eux [60]. Soit $\overline{S_n}$ la valeur moyenne d'un interlet S_n et σ_{S_n} son écart-type. On calcule la valeur $S_{n_{norm}}$ de la manière suivante :

$$S_{n_{norm}} = \frac{S_n[j] - \overline{S_n}}{\sigma_{S_n}} \quad \text{II-33}$$

On procède de la même façon pour calculer $R_i[j]_{norm}$ la valeur normalisée des éléments de la bibliothèque de référence.

Une fois la normalisation des interlets effectuée on peut procéder au calcul du coefficient de corrélation $C_{n,i}$ entre un interlet image $S_{n_{norm}}$ et chaque interlet $R_{i_{norm}}$ de la bibliothèque de références :

$$C_{n,i} = \frac{1}{F} \sum_{j=1}^{F-1} S_{n_{norm}}[j] R_{i_{norm}}[j] \quad \text{II-34}$$

Soit i_{max} l'indice de l'élément de la bibliothèque de référence qui maximise le coefficient de corrélation. On en déduit finalement la phase mesurée associée à la fibre n : $\varphi_n = \frac{2\pi}{M} i_{max} [2\pi]$.

A partir de cette mesure de la phase nous allons voir dans la partie suivante comment nous procédons pour en déduire le délai de groupe.

II.3.2.c. Suivi dynamique des enveloppes des impulsions

La phase mesurée $\varphi_n[k]$ est comprise entre 0 et 2π . Or, après synchronisation temporelle des enveloppes, on constate expérimentalement que le total de la phase mesurée varie de plusieurs dizaines de 2π en terme de phase (soit plusieurs dizaines de femtosecondes en terme de retard) notamment du fait des effets thermiques qui font varier différemment le délai de groupe des fibres. Les variations de la phase mesurée correspondent aux variations de phase de la porteuse. On fait ici l'hypothèse que le total de la différence de phase entre l'enveloppe et la porteuse des impulsions (c'est à dire la CEP (Carrier-Envelope Phase) déroulée au cours du temps) varie faiblement. La variation de la CEP est donc faible par rapport à la variation de retard entre les impulsions. On considère la valeur moyenne du total de la CEP comme nulle au cours du temps. L'évolution au cours du temps du retard de l'impulsion correspond donc à celui de la phase de la porteuse. Une solution pour maintenir la synchronisation temporelle de l'enveloppe des impulsions est alors de tenir compte du total de la phase mesurée depuis le début de la mise en phase et non uniquement la phase modulo- 2π . On est ainsi en mesure de suivre l'évolution de la phase de la porteuse et donc du retard de l'enveloppe au cours du temps. En pratique, on peut travailler pendant toute une journée sans observer de baisse de contraste des interférogrammes que ce soit en régime passif ou amplifié, ce qui valide l'hypothèse d'une variation faible de la CEP totale.

Soit $\varphi_n^{consigne}$ les phases de consigne de chaque fibre comprises entre 0 et 2π avec lesquelles on verrouille en phase les ondes porteuses. On a alors :

$$\Delta\varphi_n^{correction [2\pi]}[k] = \varphi_n^{consigne} - \varphi_n[k] \quad \text{II-35}$$

II. Combinaison cohérente en régime femtoseconde par méthode interférométrique

où $\Delta\varphi_n^{correction [2\pi]}[k]$ représente la phase de correction modulo- 2π à appliquer pour verrouiller la phase de la fibre sur la phase de consigne $\varphi_n^{consigne}$ associée.

La phase totale, notée $\varphi_n^{correction}[k]$, associée au délai de groupe d'une fibre n à la boucle numéro k s'exprime de la façon suivante :

$$\varphi_n^{correction}[k] = \varphi_n^{correction}[k-1] + \Delta\varphi_n^{correction}[k] \quad \text{II-36}$$

et

$$\Delta\varphi_n^{correction}[k] = \Delta\varphi_n^{correction [2\pi]}[k] + 2\pi D_i[k] \quad \text{II-37}$$

où $D_i[k]$ est un entier valant 0, -1 ou 1. On suppose que la variation de phase entre $k-1$ et k est inférieure à π . Suivant la valeur de $\Delta\varphi_n^{correction [2\pi]}[k]$ on doit alors déterminer s'il y a eu ou non un saut de $\pm 2\pi$ entre l'itération $k-1$ et k . On doit pour cela déterminer la valeur de $D_i[k]$. La Figure II-25 illustre les trois situations possibles. La procédure pour calculer $D_i[k]$ suppose que l'on connaît la phase $\Delta\varphi_n^{correction [2\pi]}[k-1]$. Les phases $\Delta\varphi_n^{correction [2\pi]}[k-1]$ sont représentées en orange et les phases $\Delta\varphi_n^{correction [2\pi]}[k]$ et $\Delta\varphi_n^{correction [2\pi]}[k] \pm 2\pi$ en vert. On calcule les trois valeurs suivantes :

$$D_1 = (\Delta\varphi_n^{correction [2\pi]}[k] - 2\pi) - \Delta\varphi_n^{correction [2\pi]}[k-1] \quad \text{II-38}$$

$$D_2 = \Delta\varphi_n^{correction [2\pi]}[k] - \Delta\varphi_n^{correction [2\pi]}[k-1] \quad \text{II-39}$$

$$D_3 = (\Delta\varphi_n^{correction [2\pi]}[k] + 2\pi) - \Delta\varphi_n^{correction [2\pi]}[k-1] \quad \text{II-40}$$

Suivant que D_1, D_2 ou D_3 soit la valeur minimale on a alors respectivement un saut de -2π , pas de saut ou un saut de $+2\pi$.

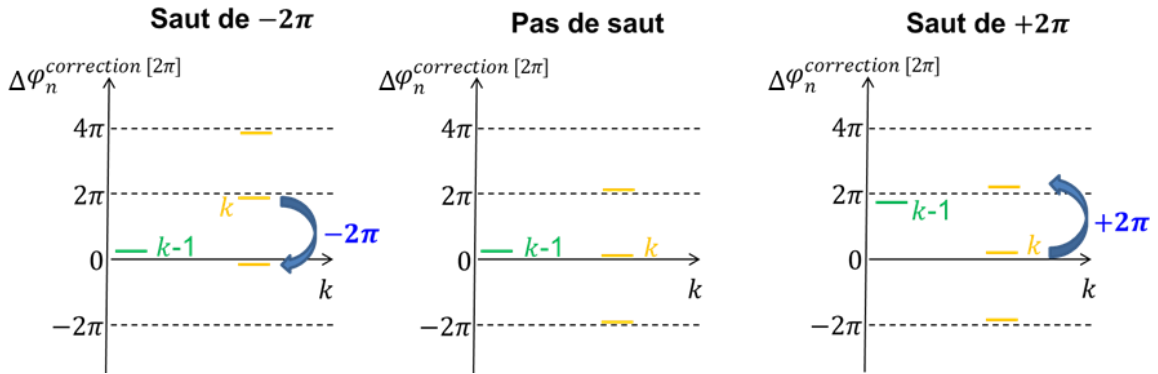


Figure II-25 : Illustrations de gauche à droite d'un saut de -2π , pas de saut et d'un saut de 2π entre l'itération $k-1$ et k .

On réalise ce test à chaque itération et suivant le résultat on incrémente $Q_n[k]$ en conséquence. Par exemple, si D_2 est minimum on a alors $Q_n[k] = Q_n[k-1] + 1$.

II.3.2.d. Application de la correction

La tension $V[k]$ à appliquer par chacun des modulateurs de phase kHz pour réaliser la correction de phase/délai vaut alors :

$$V_n[k] = \frac{\varphi_n^{correction}[k]}{\alpha} \quad \text{II-41}$$

La variable α représente la caractéristique des modulateurs de phase exprimée en rad/V.

Il est à noter que les modulateurs de phase et leurs drivers associés devront assurer à la fois une correction de phase précise et une grande dynamique pour corriger les retards. En effet, ils doivent être en mesure d'appliquer une correction de phase inférieure à $\lambda/16$ (pour garantir une baisse d'efficacité de combinaison inférieure à 5 % comme nous l'avons vu dans la partie II.2.1.c). De plus, la course de ces modulateurs doit être suffisamment grande pour corriger un retard de plusieurs dizaines de λ et maintenir ainsi la synchronisation temporelle des impulsions.

II.3.2.e. Mise en phase des impulsions en champ lointain

Pour obtenir la combinaison cohérente des impulsions en champ lointain il est nécessaire de déterminer les phases de consigne des fibres grâce auxquelles on va pouvoir les mettre en phase. Nous déterminons ces phases de consignes, lorsque le verrouillage en phase des fibres est activé, par optimisation de l'énergie encerclée dans le lobe central en champ lointain. Pour cela, tout en mesurant l'énergie encerclée dans le lobe central en champ lointain au cours du temps, on fait varier les phases de consigne de tous les canaux jusqu'à converger vers une distribution de phases de consigne donnant un maximum d'énergie.

Pour réaliser cette optimisation de l'énergie encerclée dans le lobe central en champ lointain nous utilisons un algorithme d'optimisation de Nelder-Mead [61] en lui ajoutant une méthode empirique de recuit simulé [62]. La méthode de Nelder-Mead, proposée par John Nelder et Roger Mead en 1965, est une méthode numérique simple d'utilisation employée pour trouver le maximum ou le minimum d'une fonction continue dans un espace à plusieurs dimensions. Elle utilise le concept de simplexe qui est une généralisation du triangle dans un plan à une dimension quelconque. Un simplexe défini dans un espace à N dimensions contient alors $N+1$ sommets. Par exemple, un simplexe correspondra à un segment dans un espace $1D$, à un triangle dans un espace $2D$ et à un tétraèdre dans un espace $3D$. Ce simplexe va alors subir des déformations successives (réflexion, élongation, contraction ou rétrécissement) pour parcourir l'espace de définition de la fonction jusqu'à converger vers un optimum.

En pratique, la phase de consigne d'une fibre est fixée arbitrairement par l'expérimentateur. On cherche ensuite à maximiser l'énergie en champ lointain $E(X)$

II. Combinaison cohérente en régime femtoseconde par méthode interférométrique

où X correspond à $N-1$ phases de consigne $\varphi_n^{consigne}$ associées à chacune des $N-1$ fibres restantes. Un simplexe correspond alors à un vecteur (X_1, \dots, X_N) composé de N jeux de consignes. Un schéma décrivant les différentes étapes du processus d'optimisation en champ lointain par l'algorithme de Nelder-Mead est présenté sur la Figure II-26. A l'initialisation de l'algorithme chaque jeu de consignes $X_{p=(1,\dots,N)}$ est défini aléatoirement. Pour chaque jeu de consigne X_p on mesure en champ lointain l'énergie $E(X_p)$ correspondante et on l'enregistre. Une fois les N énergies enregistrées celles-ci sont ensuite classées dans un ordre décroissant et réindexées. Après calcul du centre de gravité X_G des jeux de consignes (excepté X_N) dans l'espace des phases de consigne, on réalise une série de tests conditionnels qui consistent à comparer le plus mauvais jeu de consignes ($E(X_N)$ en l'occurrence) afin de le remplacer, si il y a lieu, parmi le meilleur jeu de consignes entre X_r, X_E et X_C (où X_r, X_E et X_C représentent respectivement la réflexion de X_N par rapport à X_G , l'extension et la contraction du simplexe) ou sinon de procéder à un rétrécissement du simplexe. Par itérations successives de cette série d'opérations présentée sur la Figure II-26 on va ainsi pouvoir optimiser l'énergie encerclée dans le lobe central en champ lointain.

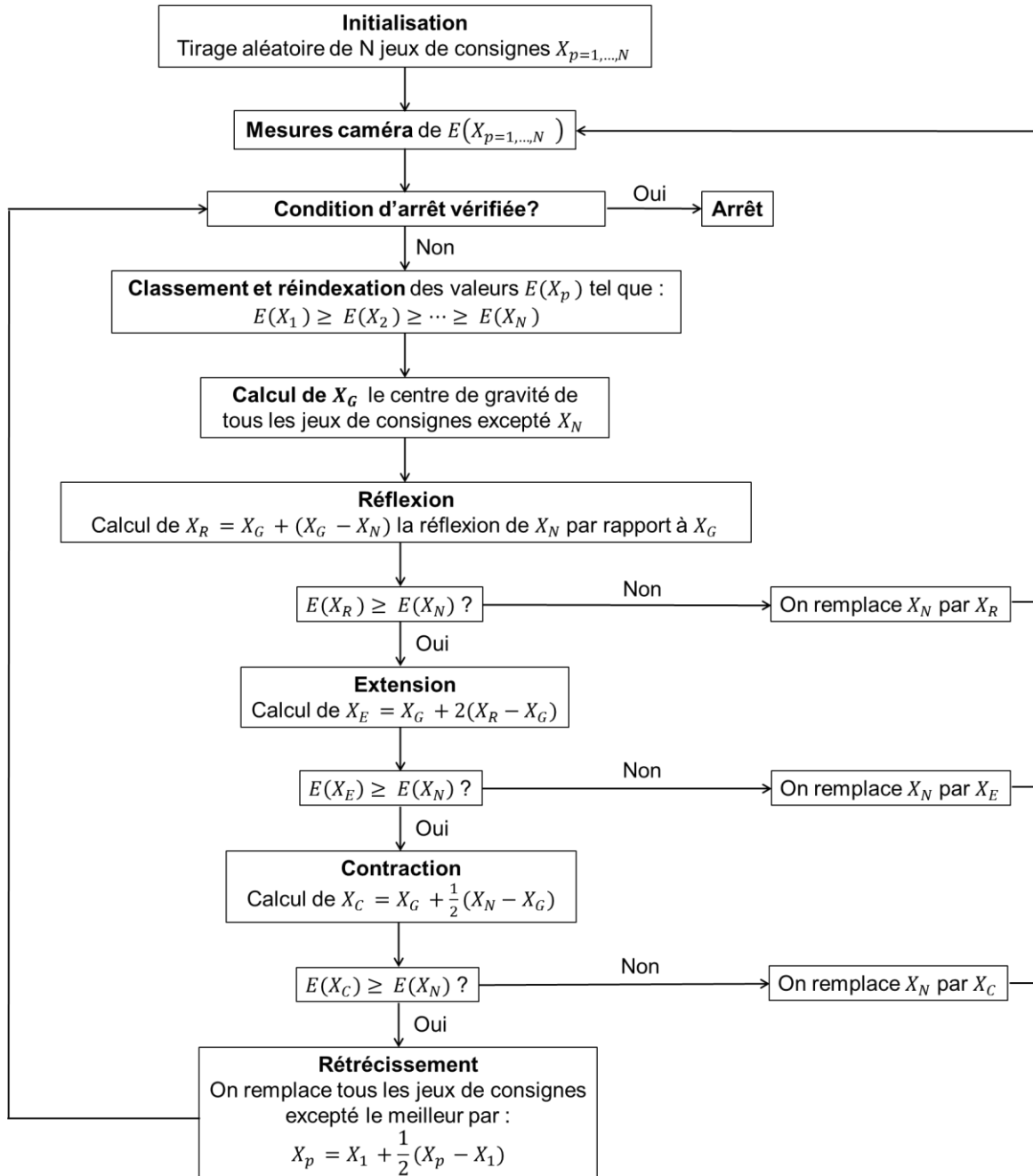


Figure II-26 : Etapes du processus d'optimisation de l'intensité en champ lointain par l'algorithme de Nelder-Mead

Au cours de l'optimisation le simplexe se déplace, se contracte et se rétrécit. Il peut alors arriver que le simplexe devienne trop petit et ce dans une zone qui ne contienne plus l'optimum de la fonction. L'algorithme va alors converger vers un maximum local et ne progressera plus. Pour forcer le simplexe à sortir de cette zone et lui faire explorer un espace plus grand, nous avons couplé l'algorithme de Nelder-Mead avec la méthode du recuit-simulé. Ainsi, pour s'affranchir d'éventuels maxima locaux on ajoute à chaque jeu de phases de consigne une perturbation de phase aléatoire dont on fait décroître l'amplitude au fur et à mesure que l'algorithme converge. Cette perturbation aléatoire est ajoutée manuellement (de même que l'amplitude de la perturbation) par l'expérimentateur lorsqu'on observe que l'optimisation stagne.

En pratique, lorsqu'on observe l'énergie dans le lobe central $E(X_1)$ n'augmente plus on met fin au processus d'optimisation. La distribution de phase de consignes contribuant à un maximum d'énergie dans le lobe central est alors enregistrée. Cette distribution des phases de consignes est ensuite appelée au démarrage du programme de mise en phase. Ainsi, lors de l'activation du verrouillage en phase on obtient directement en champ lointain la combinaison cohérente des faisceaux avec un lobe central intense. De plus, en appliquant une rampe de phase au jeu de consignes trouvé il est possible de modifier à notre guise la direction du lobe central en champ lointain (beam-steering). En pratique, le jeu de phases de consignes trouvé est utilisé pendant plusieurs semaines. Une fois par mois on relance l'algorithme d'optimisation pour trouver un nouveau jeu de consignes et ainsi tenir compte des évolutions mécaniques du montage expérimental au cours du temps.

II.4. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit les différentes étapes du processus de combinaison cohérente en régime femtoseconde par méthode interférométrique. Ainsi, nous avons vu qu'en pratique, à partir de la position des franges et du contraste des interférogrammes obtenues sur une caméra (résultant des interférences entre les faisceaux issus des fibres de la tête optique et une onde plane de référence), on était en mesure de réaliser les étapes de synchronisation temporelle puis de verrouillage et suivi dynamique de la phase des impulsions. Cependant, nous avons vu que l'utilisation d'une référence commune pouvait poser certaines contraintes. Ainsi, dans le cas d'une onde plane inclinée par rapport à la caméra le nombre de fibres à combiner peut être limité par la longueur de cohérence des impulsions. De plus, des phases de consignes différentes doivent être assignées à chaque fibre afin d'obtenir des impulsions en phase en champ lointain. Pour cela, nous avons présenté une méthode d'optimisation de l'intensité dans le lobe central en champ lointain basé sur un algorithme de Nelder-Mead afin réaliser le réglage des phases de consigne. Pour caractériser l'efficacité de combinaison du système laser une fois le processus de combinaison achevé nous avons présenté deux méthodes différentes : la méthode de l'énergie encerclée et celle du contenu gaussien. La seconde présente l'avantage de combiner dans un seul paramètre les informations d'énergie dans le lobe central et de qualité du faisceau. Cependant, nous avons vu que celle-ci nécessitait le champ optique complexe et n'était donc pas adaptée aux caractérisations expérimentales. Utilisant ces définitions, nous avons réalisé une étude théorique afin de déterminer l'influence de différents paramètres (défauts de la tête optique, dispersion et effets non-linéaires) sur l'efficacité de combinaison. Nous avons ainsi montré que les tolérances les plus contraignantes sur la tête optique portaient sur la position et l'inclinaison des fibres avec respectivement une erreur inférieure à 5 mrad et 1,5 μm pour conserver 95 % de l'efficacité de combinaison théorique de 65 % (qui reste constante quel que soit le nombre de fibres).

De même, l'écart type de la phase absolue, du retard entre les impulsions et de l'intégrale B doivent être respectivement inférieures à $\frac{\lambda}{16}$, 75 fs et $0,3 \text{ rad}$.

III. Combinaison cohérente de 19 faisceaux issus de fibres passives en régime femtoseconde

Afin d'étudier la combinaison cohérente par méthode interférométrique en régime femtoseconde nous avons réalisé un démonstrateur de 19 fibres passives. Le fait de travailler sans chaîne amplifiée dans un premier temps permet de simplifier le montage et de s'affranchir des problèmes et difficultés liés à l'amplification (effets thermiques et effets non linéaires notamment) pour mieux se concentrer sur les points durs inhérents au processus de combinaison de faisceaux en régime femtoseconde. Ainsi, ce démonstrateur sert de preuve de concept de combinaison cohérente en régime femtoseconde pour ensuite une transposition de la technique de combinaison à un très grand nombre de faisceaux en régime amplifié.

Nous présenterons dans ce chapitre le système laser dans son ensemble puis les résultats expérimentaux obtenus.

III.1. Description du système laser

Dans cette première partie nous présentons le schéma général du démonstrateur de 19 fibres passives. Nous décrivons ensuite en détail les différentes parties constituant le système laser. Tout d'abord, nous décrivons les composants clés du système que sont la tête optique et la matrice de microlentilles puis la partie consacrée à la mesure de phase/délai en champ proche et enfin la partie en champ lointain où s'opèrent la combinaison des faisceaux et la compression de l'impulsion combinée.

III.1.1. Montage expérimental

Le montage expérimental de combinaison cohérente de faisceaux issus de 19 fibres en régime femtoseconde est représenté sur la Figure III-1.

III. Combinaison cohérente de 19 faisceaux issus de fibres passives en régime femtoseconde

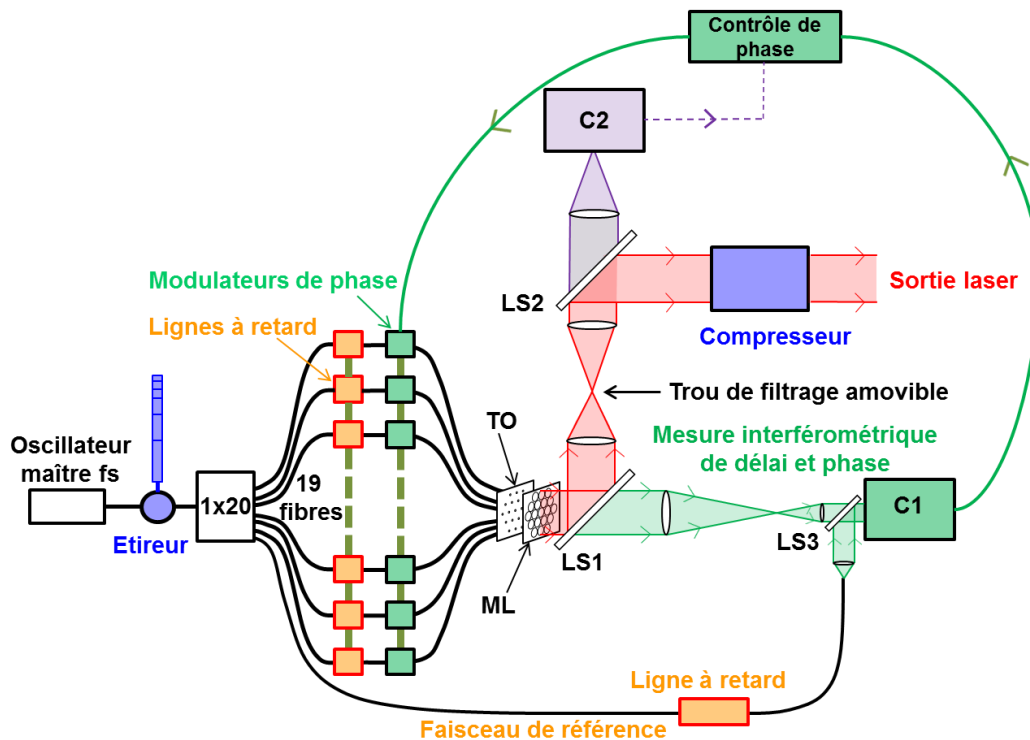


Figure III-1 : Schéma expérimental du démonstrateur de combinaison cohérente de faisceaux issus de 19 fibres passives en régime femtoseconde par méthode interférométrique.

En amont, un oscillateur maître délivre des impulsions qui sont ensuite étirées temporellement. L'oscillateur maître est un laser Ytterbium fibré délivrant des impulsions de 300 fs centrées autour de 1030 nm à une cadence de 10 kHz à 1 MHz. Les impulsions ont alors respectivement une énergie de 150 nJ et 200 nJ. Les impulsions sont ensuite étirées jusqu'à 200 ps à l'aide d'un étireur fibré. Le faisceau en sortie est ensuite injecté dans un coupleur 1 vers 20 dont les pertes sont inférieures à 1 dB par canal. Le système complet est réalisé avec des fibres à maintien de polarisation PANDA. Celles-ci sont insérées dans la tête optique avec une même orientation de l'axe lent pour toutes les fibres. Un canal parmi les 20 est utilisé comme onde plane de référence. Les 19 autres sont insérés dans une tête optique (TO) hexagonale. Les 19 faisceaux en sortie sont collimatés avec une matrice de microlentilles (ML). Deux lames séparatrices (LS1 et LS2) sont utilisées pour prélever une partie des 19 faisceaux collimatés respectivement pour la mesure interférométrique de phase/délai et pour le contrôle de la combinaison des faisceaux en champ lointain (caméra C2). Sur la voie de mesure de phase/délai la face de sortie des microlentilles est imagée sur la caméra C1 et superposée à l'onde plane de référence en utilisant LS3. Les 19 interférogrammes résultants sont acquis sur une seule image. La caméra employée est une Optronis CL600x2 avec un capteur CMOS 1280x1024 pixels. La caméra se pilote en *Full Camera Link* qui est un protocole de communication haute cadence entre une caméra et une carte d'acquisition vidéo. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, la caméra sert d'horloge principale pour la correction de phase. Ainsi, nous avons défini un ROI de 400x400 pixels (on fait ce choix afin d'avoir plus de 8 pixels par fibre après grandissement, ce qui correspond au nombre minimum de pixels par fibre pour

assurer une mise en phase inférieure à $\frac{\lambda}{10}$ rms [59]) pour nos images avec une cadence vidéo, et donc une fréquence d'horloge principale, de 1 kHz. Le traitement des images et le calcul de corrélation de phase est réalisé à l'aide d'un module PXI National Instrument dédié au calcul temps réel. Celui-ci est équipé d'une carte d'acquisition d'images et de cartes de génération de tension de +/-10V délivrant les tensions de corrections de phase/retard aux modulateurs piézoélectriques. Le module PXI communique par Ethernet à un ordinateur de programmation. Cet ordinateur envoie le code compilé de mise en phase au système temps réel et reçoit certaines données de celui-ci. Le langage de programmation utilisé pour contrôler l'ordinateur dédié est Labview Temps Réel. Le compilateur limite le temps de calcul (et donc notre boucle de contre-réaction) à 1 kHz (la caméra pourrait fournir une fréquence d'images jusqu'à 4 kHz). Dans la suite du projet XCAN, pour réaliser le calcul des opérations sur un plus grand nombre de fibres ce module sera remplacé par un FPGA spécialement développé pour gérer les calculs de mise en phase pour 61 canaux. Pour assurer la synchronisation temporelle des impulsions, des lignes à retards sont employées sur chacune des 19 fibres. Un trou de filtrage amovible permet de ne conserver que le lobe central du faisceau combiné. Le faisceau de sortie du système laser, représenté en rouge sur le schéma, est obtenu après compression de l'impulsion combinée.

III.1.2. Tête optique et microlentilles

Nous décrivons dans cette partie les deux composants clés dans notre configuration par remplissage de pupille à savoir la tête optique servant de support et de positionnement pour les fibres et la matrice de microlentilles chargée de collimater les faisceaux issus de la tête optique.

III.1.2.a. La tête optique

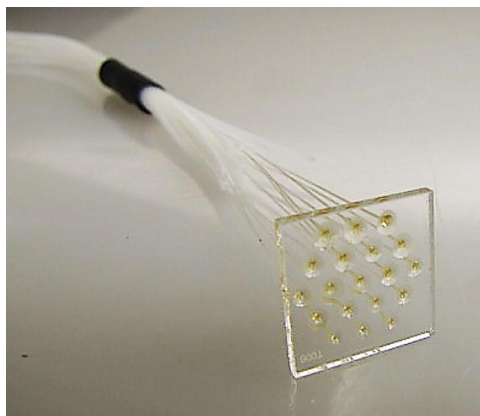


Figure III-2 : Tête optique de 19 fibres collées en répartition hexagonale dans une plaque de silice

Le support de la tête optique est une plaque de Silice fondue percée de 19 trous répartis de façon hexagonale avec un espacement de 3000 μm . Des fibres PM980 ont été positionnées et collées dans les trous. A la sortie des fibres des lentilles à gradient d'indice permettent d'obtenir une divergence de 30 mrad reproduisant la divergence

III. Combinaison cohérente de 19 faisceaux issus de fibres passives en régime femtoseconde

en sortie d'une fibre LMA utilisée comme dernier étage d'amplification dans le projet XCAN. Les paramètres clés de la tête optique influençant l'efficacité de combinaison, à savoir la position des fibres, le tilt des faisceaux et l'alignement des axes de polarisation, sont présentés dans le tableau 1. Les écarts types mesurés par le fabricant associés à ces différents paramètres sont indiqués dans la seconde colonne. Nous avons procédé à une vérification de ces mesures dont les résultats sont présentés dans la troisième colonne. Ceux-ci sont comparés aux spécifications calculées qui conduiraient à une baisse d'efficacité de combinaison de 5 % (cf. calculs théoriques de la partie II.2.1.b) indiquées dans la dernière colonne.

Tableau 1. Caractérisation de la tête optique

Paramètres	Ecart type mesuré (fabricant)	Ecart type mesuré (vérification)	Ecart type calculé pour une baisse d'efficacité de 5 %
Erreur de position	0,73 μm	0,64 μm	1,5 μm
Tilt	0,67 mrad	1,01 mrad	5 mrad
Alignement de l'axe de polarisation	0,5°	0,5°	10°

Nous expliquons ci-après le protocole expérimental réalisé (illustré sur la Figure III-3) afin de mesurer les tilts des faisceaux. Dans cet exemple, on mesure le tilt de la fibre n°3 par rapport à la fibre centrale n°10. Tout d'abord, on acquiert sur une caméra, placée à une distance z de la tête optique, l'image du faisceau central. On considère le barycentre du faisceau central de la tête optique comme position de référence. Puis, pour chacun des autres faisceaux, on translate la caméra d'une distance correspondant à une multiple du pas p suivant la direction x et d'un multiple de $\frac{\sqrt{3}}{2} \times p$ suivant la direction y . Les différences Δx et Δy entre la position du faisceau central de référence et le barycentre du faisceau mesuré permet alors de déduire le tilt du faisceau par rapport au faisceau de référence à partir de l'expression suivante :

$$\theta_x = \frac{\Delta x}{z} \quad \text{III-1}$$

où θ_x représente le tilt du faisceau suivant la direction x (de même pour la direction y).

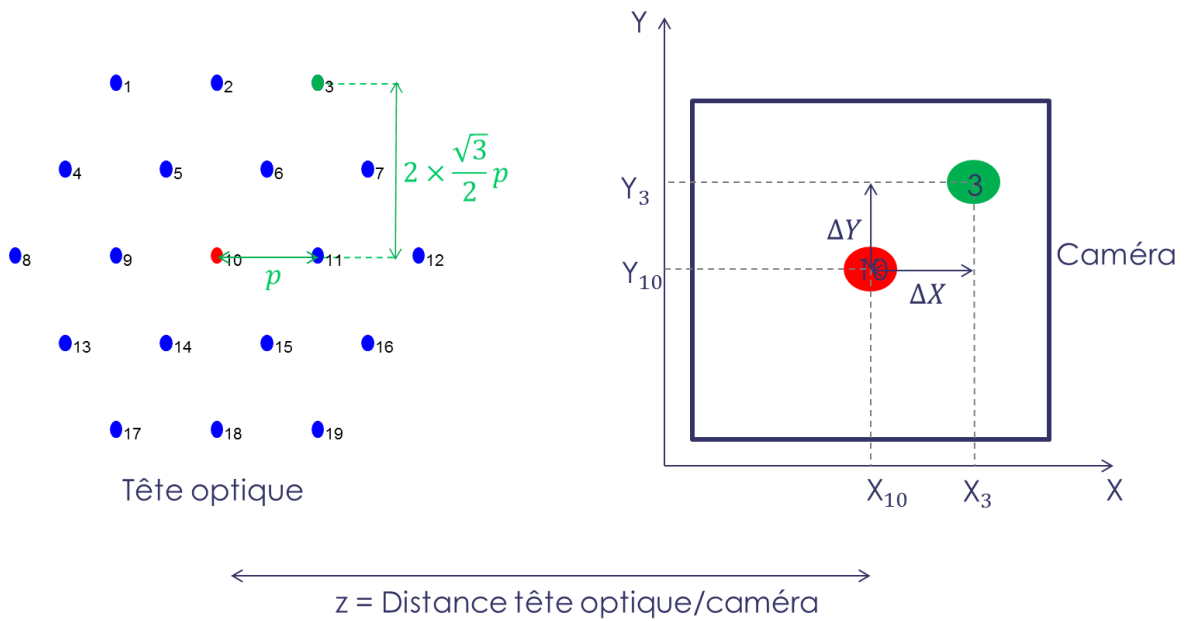


Figure III-3 : Mesure du tilt d'une fibre de la tête optique (exemple avec la fibre n°3 ici)

A partir de ces mesures, on trouve un écart type de 1,01 mrad pour les tilts des faisceaux.

Afin de quantifier l'erreur de position des fibres nous mesurons l'erreur de position des faisceaux en champ lointain (c'est à dire l'erreur de recouvrement des enveloppes gaussiennes). Notons que cette mesure tient compte non seulement de l'erreur de position des fibres de la tête optique mais également des erreurs d'alignement expérimental du système tête/microlentilles. On mesure l'une après l'autre la position des 19 faisceaux sur la caméra. L'erreur de position des faisceaux est calculée par rapport au barycentre des positions mesurées. Supposons qu'une erreur Δx par rapport au barycentre des positions soit mesurée sur la caméra suivant la direction x . L'erreur δx de position de la fibre dans la tête optique suivant la direction x vaut alors :

$$\delta x = \frac{f}{\mathfrak{F}} \Delta x \quad \text{III-2}$$

où f est la longueur focale des microlentilles et \mathfrak{F} la longueur focale de la lentille de Fourier utilisée pour combiner les faisceaux (voir Figure II-5).

La Figure III-4 représente la distribution des erreurs de position en champ lointain.

III. Combinaison cohérente de 19 faisceaux issus de fibres passives en régime femtoseconde

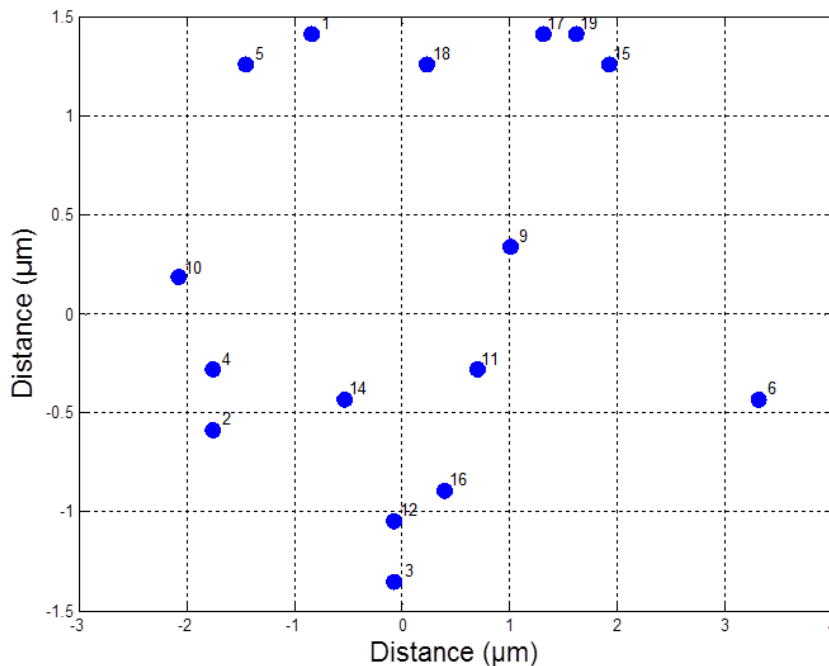


Figure III-4 : Distribution des erreurs de position de la tête optique par rapport au barycentre des positions des faisceaux en champ lointain

On mesure un écart type de $0.64 \mu\text{m}$ assurant une baisse d'efficacité de combinaison inférieure à 5 %.

Comme l'indiquent les données du tableau, les spécifications demandées au constructeur sont donc respectées. Cette technologie de tête optique par collage de fibres sur un support percé de trous permet donc de respecter le critère d'efficacité de combinaison que nous nous sommes imposé (la valeur calculée pour les erreurs mesurées entraîne une baisse d'efficacité inférieure à 5 %). Cependant, avec cette technologie, une déformation thermique de la plaque est à craindre si l'on utilise des fibres amplifiées haute puissance. Ainsi, une autre technologie de tête optique a été développée sur le démonstrateur avec fibres amplifiées du projet XCAN afin de pouvoir gérer les effets thermiques [63].

III.1.2.b. Le réseau de microlentilles

Le réseau de microlentilles, réalisé en silice fondue, a un diamètre de 1 pouce et un espacement entre chaque lentille hexagonale de $3,000 \text{ mm}$. Une zone morte, inhérente au processus de fabrication par photolithographie de couches de silice, d'environ $100 \mu\text{m}$ est présente entre chacune des lentilles. Nous avons pris en considération cette zone morte dans nos simulations. Nous trouvons ainsi que, pour une divergence moyenne des faisceaux de 33 mrad , le taux de remplissage TR (voir II.2) des microlentilles qui maximise l'efficacité de combinaison vaut 90 %. On peut en déduire la longueur focale des microlentilles à partir de l'expression suivante :

$$f = \frac{TR \times p}{2\theta_0} \quad \text{III-3}$$

où p et θ_0 représentent respectivement le pas des microlentilles et la divergence moyenne des faisceaux. On trouve ainsi une focale $f = 40,9 \text{ mm}$. La courbure sphérique des microlentilles (courbure sur face de sortie) spécifiée au fabricant est calculée de sorte à obtenir un front d'onde plan des faisceaux en sortie du réseau. Nous développerons dans le chapitre IV le calcul de la courbure des microlentilles de ces réseaux.

La présence de la zone morte entre les microlentilles va entraîner des pertes principalement par dispersion de l'énergie dans les lobes de réseau. L'efficacité de combinaison, définie par le contenu gaussien, vaut alors 61 % (contre 65 % sans présence de zones mortes).

III.1.2.c. Lignes à retard

La synchronisation temporelle des impulsions est assurée à l'aide de lignes à retard réalisés par la société Kylia². Sur la voie de l'onde de référence, nous utilisons une ligne à retard avec translation motorisée pour scanner automatiquement le contraste des franges. Une fois le scan du contraste des franges achevé, on positionne la platine de translation de la ligne à retard de l'onde de référence au barycentre des positions correspondant au maximum de contraste des 19 fibres. Le graphique de la Figure III-5 représente la mesure du contraste d'un interférogramme en fonction de la position de la ligne à retard de la voie de référence.

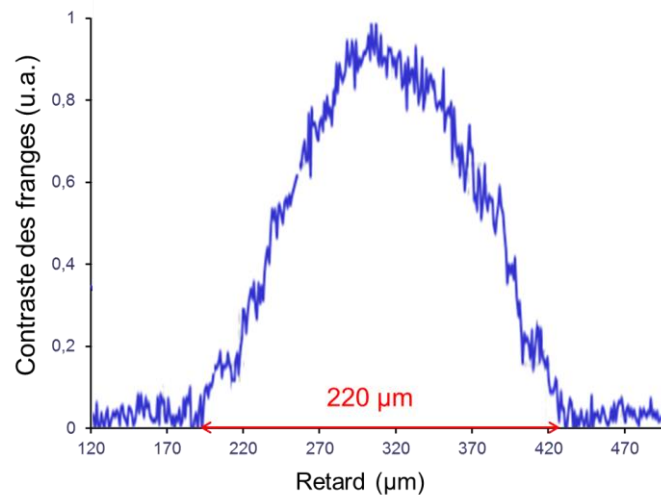


Figure III-5 : Mesure du contraste d'un interférogramme en fonction de la position de la ligne à retard de la voie de référence.

Le contraste est non-nul sur une distance d'environ 200 µm correspondant à la longueur de cohérence. Les lignes à retard ont une longueur de course de 60 mm. Leur sensibilité est de 5 µm, suffisante pour assurer un recouvrement entre impulsions

² <http://kylia.com/kylia/>

III. Combinaison cohérente de 19 faisceaux issus de fibres passives en régime femtoseconde

engendrant moins de 1% de perte d'efficacité de combinaison pour nos impulsions de 300 fs.

III.1.2.d. Modulateurs de phase

Les modulateurs employés pour assurer le contrôle de phase sont représentés à gauche de la Figure III-6.

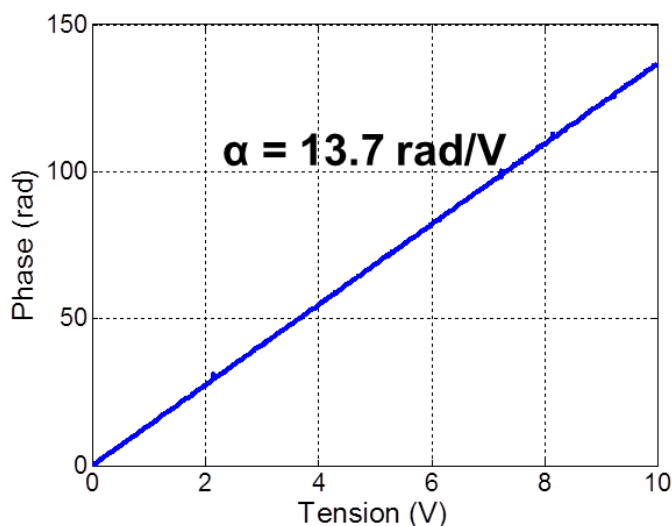
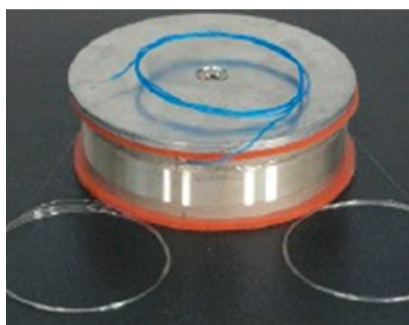


Figure III-6 : A gauche : Modulateur de phase piézoélectrique employé pour la correction de phase/délai. A droite : Caractéristique en rad/V d'un des 19 modulateurs de phase

Il s'agit de modulateurs de phase piézoélectriques produits par la société Optiphase³, modèles PZ3. Le graphe à droite de la Figure III-6 représente la caractéristique en rad/V des 19 modulateurs de phase. En pratique, pour réaliser la correction de phase, on fixe un même coefficient de correction de phase α (voir II.3.2.d) pour chaque modulateur. La tension maximale applicable à ces modulateurs est d'une trentaine de volts à 1 kHz. Cependant, les cartes DAC du PXI qui délivrent les tensions aux modulateurs de phase sont limitées à +/- 10 V. Dans notre cas, le maximum de retard qui pourra être suivi par nos modulateurs de phase est donc d'environ 40 μ m. La résolution de la tension délivrée par les cartes DAC du PXI est d'environ +/- 10 mV. L'erreur résiduelle de phase minimum que l'on peut obtenir est donc fixée par le couple DAC/modulateurs de phase et vaut ici +/- $\frac{\lambda}{250}$ rms.

III.2. Résultats expérimentaux

Nous présentons dans cette partie les résultats expérimentaux obtenus sur le démonstrateur de 19 fibres passives. Tout d'abord, nous détaillerons les étapes du processus de combinaison des 19 faisceaux puis la caractérisation de la qualité de mise en phase et enfin les résultats obtenus sur la compression de l'impulsion combinée.

³ <http://www.optiphase.com/>

III.2.1. Combinaison des faisceaux

Les différentes étapes du processus de combinaison comme expliquées dans le chapitre 2 sont ici abordées en détails. Ainsi, nous allons tout d'abord voir les résultats sur le verrouillage et suivi dynamique de la phase puis sur la mise en phase des faisceaux en champ lointain à l'aide de l'algorithme de Nelder-Mead.

III.2.1.a. Verrouillage et suivi dynamique de la phase

La Figure III-7 représente à gauche l'image en sortie des microlentilles acquise par la caméra champ proche. On peut voir la zone morte présente entre les pupilles hexagonales de chaque microlentille en bleu foncé. On observe sur la droite l'image des 19 interférogrammes résultant de l'interférence, après synchronisation temporelle par maximisation de contraste, de l'onde plane de référence, qui embrasse tout le champ de la caméra, avec l'ensemble des 19 faisceaux.

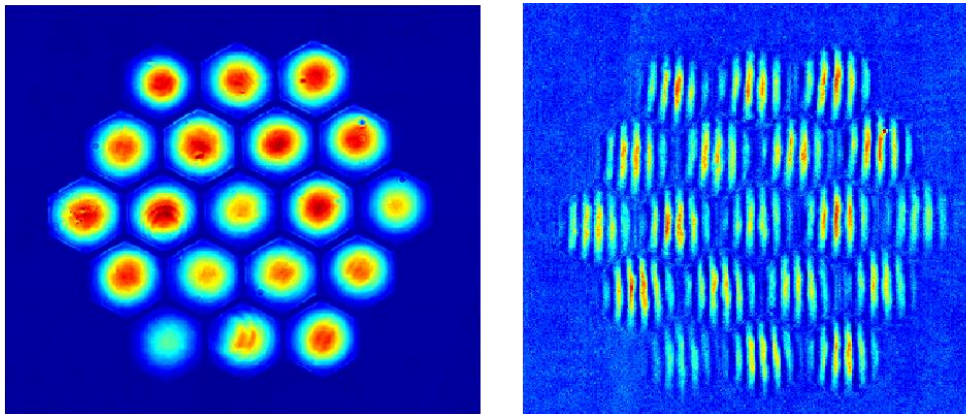


Figure III-7 : A gauche : Champ proche en sortie du réseau de microlentilles. A droite : Interférogrammes expérimentaux.

Une fois les 19 interférogrammes obtenus il est alors possible de passer au verrouillage en phase des impulsions. Ainsi, le graphique de la Figure III-8 représente l'évolution au cours du temps de la phase des 19 fibres.

III. Combinaison cohérente de 19 faisceaux issus de fibres passives en régime femtoseconde

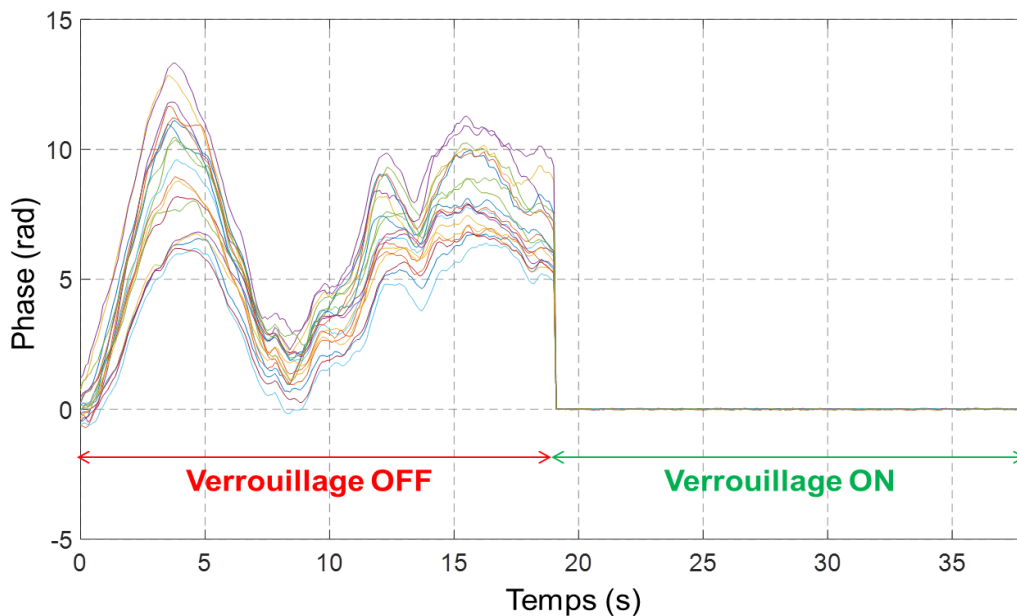


Figure III-8 : Exemple typique de l'évolution de la phase des 19 fibres passives au cours du temps

Quand l'asservissement n'est pas en marche, le déroulement de la phase, comme expliqué dans la partie II.3.2.c, permet de suivre l'évolution du retard entre les impulsions au cours du temps. En isolant au mieux notre système, la dynamique de $\pm 10 V$ (correspondant à un retard maximum d'environ $\pm 140 rad$) de nos modulateurs de phase est suffisante pour maintenir la synchronisation temporelle des impulsions. On observe expérimentalement une variation du retard de $\pm 100 rad$. On remarque que les retards entre l'onde plane de référence et chacune des 19 fibres suivent la même tendance. En effet, l'isolation thermique pour les 19 fibres jusqu'à la tête optique est la même. En revanche, la fibre générant l'onde plane subit des perturbations thermiques différentes (caractérisée par la porteuse commune à l'ensemble des 19 courbes colorées). Pour $t = 18 s$ la boucle de correction est activée. La variation résiduelle, non visible sur le graphe est inférieure à $\frac{\lambda}{100}$ rms.

III.2.1.b. Combinaison cohérente en champ lointain

Comme décrit dans la partie II.3.2.e, la mise en phase des 19 canaux par optimisation de l'énergie dans le lobe central en champ lointain est réalisée à l'aide d'un algorithme de Nelder-Mead. La courbe de la Figure III-9 représente l'évolution typique de l'énergie encerclée dans le lobe central en fonction du temps.

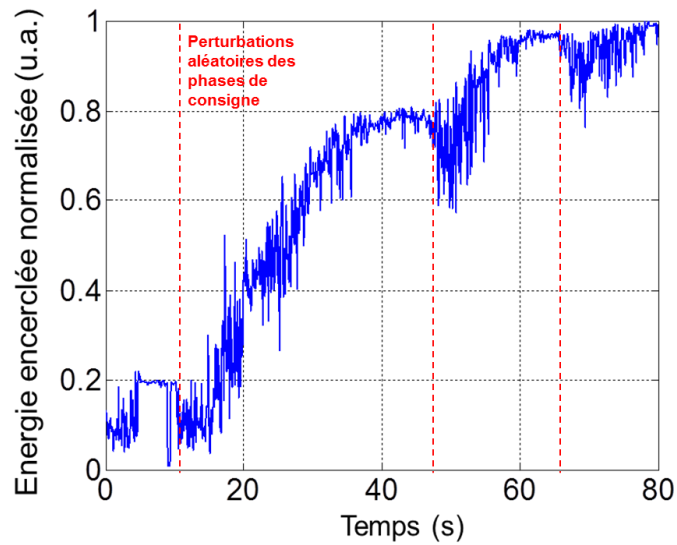


Figure III-9 : Optimisation de l'énergie encerclée dans le lobe central.

Pour $t = 0$ s on démarre l'algorithme d'optimisation de l'énergie encerclée qui augmente jusqu'à $t \cong 80$ s. Les soubresauts que l'on observe pour $t \cong 10$ s, $t \cong 50$ s et $t \cong 70$ s correspondent à des perturbations de phases aléatoires rajoutées manuellement par l'expérimentateur aux phases de consignes lorsque la progression de l'algorithme semble stagner (voir partie II.3.2.e). L'algorithme progresse jusqu'à atteindre un plateau pour $t \cong 78$ s. Au-delà, l'énergie encerclée ne progresse plus et ce, même si l'on ajoute des perturbations de phases aléatoires aux phases de consigne auxquelles l'algorithme a convergé. Pour $t \cong 80$ s, on arrête le processus d'optimisation de l'énergie dans le lobe central. Les 19 consignes correspondant au maximum d'énergie sont alors enregistrées. Ce jeu de consignes est ensuite appelé dans le programme de verrouillage en phase et permet de passer directement d'un speckle dynamique à un maximum de puissance dans lobe central lorsque la boucle de correction est activée. En pratique, le jeu de phases de consignes trouvé par cette méthode peut être utilisé pendant plusieurs semaines.

La Figure III-10 représente en a) le champ lointain après synchronisation temporelle en boucle ouverte, en b) le champ lointain expérimental en boucle fermée (correspondant à la moyenne de 100 images du champ lointain combiné à laquelle on a retranché la moyenne de 100 images du bruit de la caméra) et en c) le champ lointain théorique incluant les défauts de la tête optique. La Figure III-11 représente les champs lointains expérimental et théorique avec défauts de la tête optique en échelle logarithmique. Le champ lointain expérimental est qualitativement assez proche de celui calculé avec notamment les 6 lobes caractéristiques de l'arrangement hexagonal en champ proche. La combinaison d'un nombre record de 19 faisceaux issus de fibres optiques en régime femtoseconde a ainsi été démontrée.

III. Combinaison cohérente de 19 faisceaux issus de fibres passives en régime femtoseconde

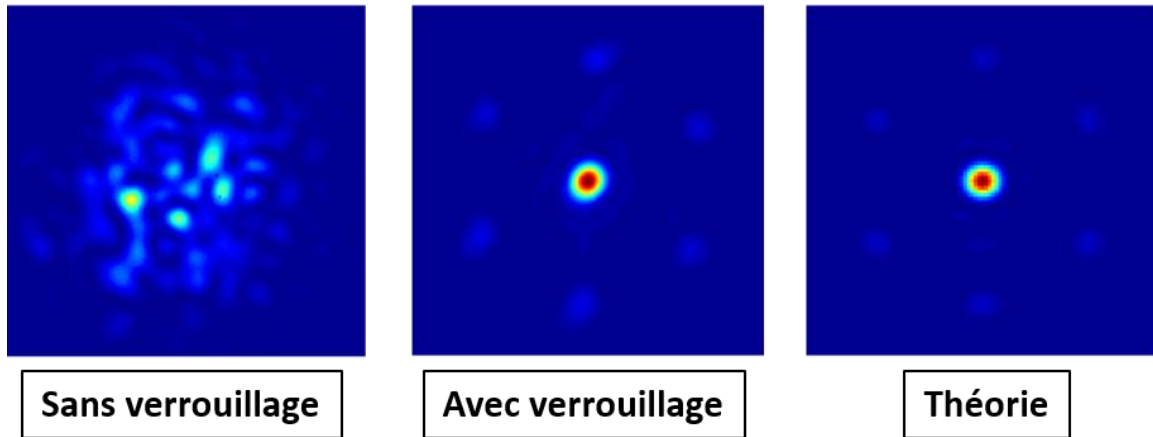


Figure III-10 : Champs lointains de la combinaison de 19 faisceaux issus de fibres passives. A gauche : combinaison incohérente. Au centre : combinaison cohérente expérimentale. A droite : Combinaison théorique incluant les défauts mesurés sur la tête optique.

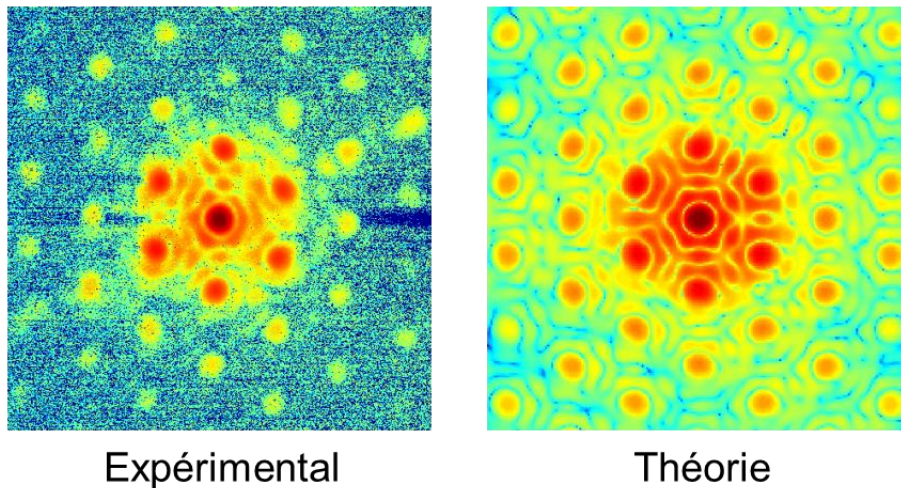


Figure III-11: Champs lointains de la combinaison cohérente de 19 faisceaux issus de fibres passives en échelle logarithmique. A gauche : combinaison cohérente expérimentale. A droite : Combinaison théorique incluant les défauts mesurés sur la tête optique.

III.2.2. Caractérisation de la qualité de combinaison

III.2.2.a. Efficacité de combinaison

La Figure III-12 représente les courbes d'énergie encerclée pour, en bleu la théorie avec un système tête/microlentilles parfait, en rouge la théorie avec les défauts mesurés du système tête/microlentilles inclus et en vert l'expérience. Le rayon d'énergie encerclée varie de 0 à $2,5 \times D$ où D représente la distance lobe central/lobe secondaire. Les profils d'intensité associés, dans un plan de coupe passant par le lobe central et un lobe secondaire, sont représentés en b) en échelle logarithmique. On observe un plateau à environ 90 % pour les trois courbes pour $r > 1.3D$. Ces pertes d'environ 10 % proviennent de la coupure des faisceaux par notre réseau de

microlentilles. L'efficacité de combinaison est définie ici comme l'énergie contenue dans le cercle dont le rayon correspond au premier minimum du lobe central. On trouve ainsi une efficacité de combinaison de 64 % pour la théorie avec une tête parfaite, de 62 % pour la théorie en ajoutant les défauts de la tête optique et de 50 % pour l'expérience. On remarque qu'expérimentalement les lobes secondaires sont plus élevés de 3 dB par rapport à ceux de la théorie avec tête parfaite. De plus, on constate également une dissipation de l'énergie entre le lobe central et les lobes secondaires. Finalement, nous obtenons donc une efficacité de combinaison expérimentale très satisfaisante correspondant à 81 % de la théorie avec un système tête/microlentilles parfait.

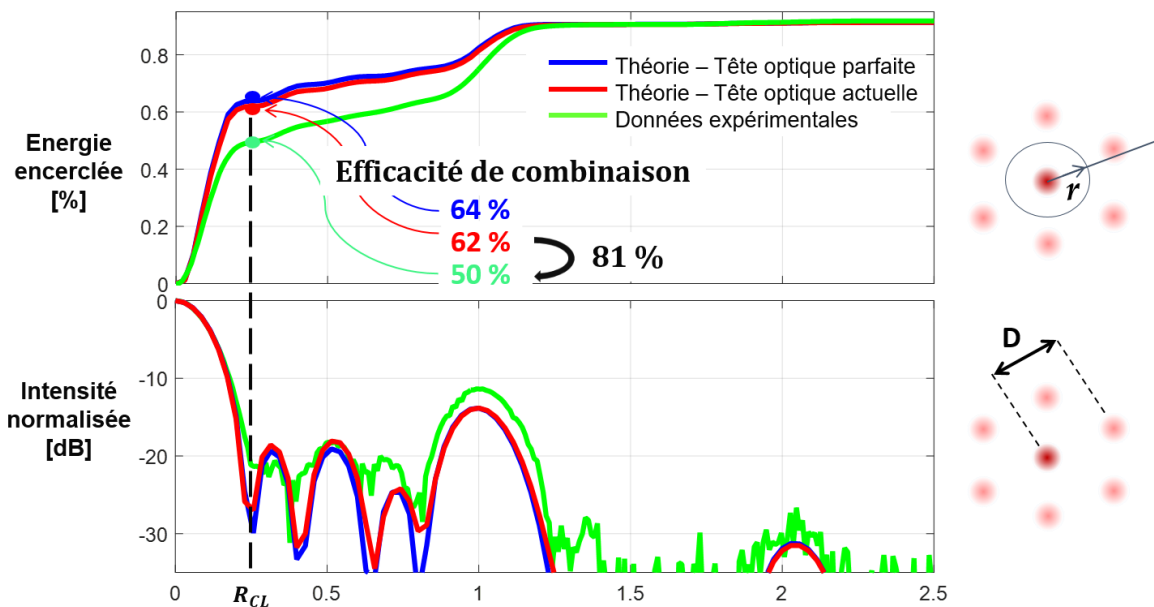


Figure III-12 : Courbes d'énergie encerclée et profils d'intensité (en échelle logarithmique) dans un plan de coupe passant par un lobe secondaire et le lobe central.

III.2.2.b. Stabilité en amplitude

Afin d'évaluer la stabilité en amplitude de notre faisceau combiné nous avons mesuré l'énergie encerclée au cours du temps lorsque la correction de phase est activée. La Figure III-13 représente l'énergie encerclée dans le lobe central avant et après verrouillage en phase. En boucle fermée, l'écart type des variations d'amplitude est inférieur à 0,5 % rms.

III. Combinaison cohérente de 19 faisceaux issus de fibres passives en régime femtoseconde

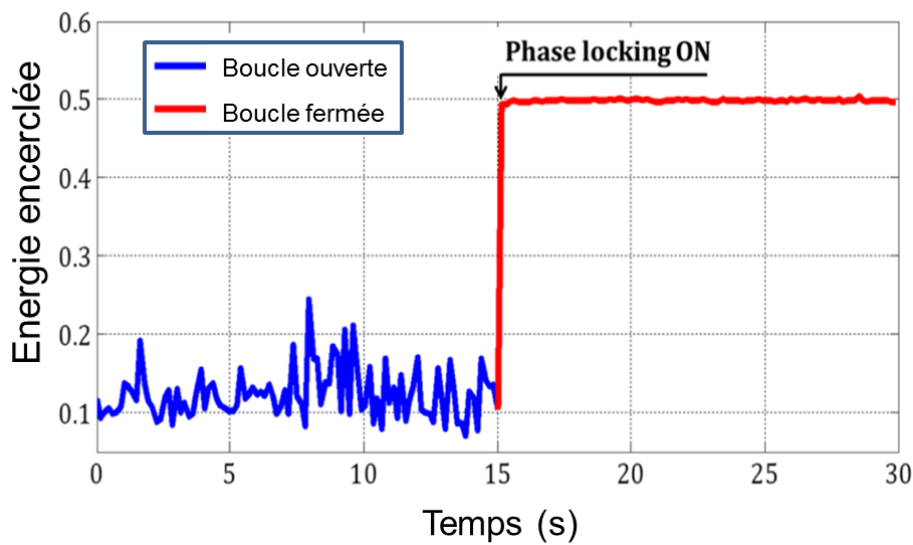


Figure III-13 : Energie encerclée dans le lobe central au cours du temps. Le verrouillage en phase est activé pour $t=15$ s.

III.2.2.c. Mesure de bruit de phase

Afin d'évaluer la précision de correction de notre boucle de correction de phase nous avons réalisé une mesure de bruit de phase relatif entre deux canaux de notre tête optique. Le montage expérimental pour réaliser cette mesure est présenté sur la Figure III-14.

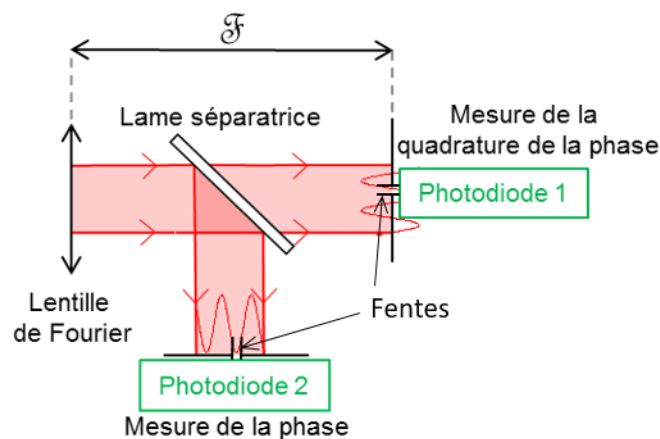


Figure III-14 : Principe de la mesure de phase entre deux fibres

Le champ lointain de deux faisceaux issus de la tête optique est envoyé vers une lame séparatrice 50/50. Sur chaque sortie de la lame séparatrice des fentes sont placées dans le plan de Fourier de la lentille de champ lointain. Sur l'une des voies on sélectionne la phase et sur l'autre la quadrature de phase des interférences entre les deux fibres. La largeur des fentes est telle que l'on mesure une tension proche de zéro et proche de la tension de saturation de la photodiode lorsqu'on sélectionne respectivement une frange sombre et une frange brillante. On maximise ainsi le rapport signal-à-bruit. On enregistre ensuite à l'aide de deux photodiodes les signaux de la phase et la quadrature de phase pendant 200 s à une fréquence d'échantillonnage

de 20 kHz. On note M le nombre total d'échantillons acquis. Une durée de 200 s permet de mesurer les fluctuations lentes du bruit de phase. Une fréquence d'échantillonnage de 20 kHz est choisie quant à elle afin d'acquérir les fluctuations de phase au-delà de notre boucle de correction à 1 kHz.

Soit $V_q(m)$ et $V_p(m)$ les tensions mesurées correspondant respectivement à la mesure de la quadrature de la phase et à celle de la phase où m représente le $m^{i\text{ème}}$ échantillon acquis parmi M . On a :

$$V_q(m) = a_q \cos^2 \left(\frac{\varphi(m) + \frac{\pi}{2}}{2} \right) \tag{III-4}$$

et

$$V_p(m) = a_p \cos^2 \left(\frac{\varphi(m)}{2} \right) \tag{III-5}$$

où $\varphi(m)$ représente la différence de phase entre les deux fibres que l'on cherche à déterminer pour l'échantillon m . Les constantes a_q et a_p représentent respectivement les amplitudes de l'enveloppe gaussienne qui modulent les franges d'interférences aux endroits où l'on mesure la quadrature de phase et la phase.

En boucle fermée, on détermine la mesure de la quadrature de la phase à partir de la photodiode 1. D'après III-4, on a :

$$\sin(\varphi(m)) = 1 - \frac{2}{a_q} V_q(m) \tag{III-6}$$

En boucle ouverte, en plus de la quadrature de phase, on mesure également la phase à partir de la photodiode 2. D'après III-5, on a :

$$\cos(\varphi(m)) = \frac{2}{a_p} V_p(m) - 1 \tag{III-7}$$

Ainsi, en faisant le rapport des équations III-6 et III-7 donne accès à la tangente de la différence de phase $\varphi(m)$ ce qui permet de mesurer celle-ci au-delà d'une demi-période. Après un traitement des données, qui consiste à dérouler la phase en prenant en compte les différents sauts de phases, on détermine la phase totale mesurée en boucle ouverte.

Une fois la phase extraite à partir des signaux issus de la photodiode on déduit la densité spectrale de puissance de bruit à partir de la relation suivante :

III. Combinaison cohérente de 19 faisceaux issus de fibres passives en régime femtoseconde

$$DSP_{\varphi}(f_k) = \frac{\Delta t}{M} |FFT(\varphi(m))|^2 \quad \text{III-8}$$

où $DSP_{\varphi}(f_k)$ représente la densité spectrale de bruit pour une fréquence f_k ($k=0\dots M-1$), Δt le pas d'échantillonnage et $FFT(\varphi(m))$ la transformée de Fourier rapide (discrète) de $\varphi(m)$.

Les densités spectrales de bruit en boucle ouverte et en boucle fermée en régime passif sont représentées sur la Figure III-15.

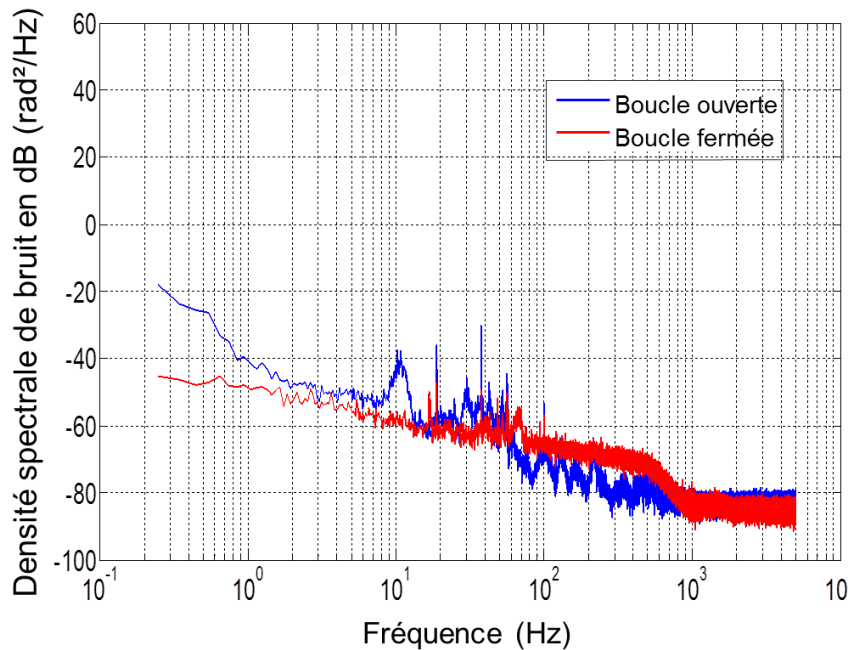


Figure III-15 : Densité spectrale de bruit de phase en boucle ouverte (en bleu) et fermée (en rouge) entre deux fibres passives (i.e. non amplificatrices)

En boucle ouverte, la pente du bruit de phase pour des fréquences inférieures à 1 Hz est d'environ -40 dB/décade et de -20 dB/décade au-delà. La source de bruit supplémentaire pour des fréquences inférieures à 1 Hz provient de l'environnement et est essentiellement d'origine thermique. En boucle fermée, on observe clairement à 500 Hz une rupture de la pente du bruit de phase pour atteindre un plancher de bruit d'environ -80 dB à partir de 1 kHz. Cette fréquence de 500 Hz correspond à la bande passante de notre correction de phase. En effet, d'après le théorème de Nyquist-Shannon la bande passante correspond à la moitié de la fréquence d'échantillonnage (qui vaut 1 kHz ici). Or, plus la bande passante est grande plus le bruit de phase est faible et plus l'erreur résiduelle de phase entre deux fibres sera faible. Nous mesurons ici une erreur résiduelle inférieure à $\frac{\lambda}{100}$ rms (correspond à l'écart type de l'erreur de phase mesurée sur une durée de 200 s). En régime passif, c'est-à-dire sans amplification, le bruit que l'on tente de mesurer est très faible. On peut d'ailleurs observer que l'asservissement rajoute du bruit pour des fréquences supérieures à 50 Hz par rapport au bruit en boucle ouverte. La pente de -10 dB/décade en boucle fermée en passif illustre ainsi le plancher de bruit dû à l'asservissement.

La mesure de bruit de phase a été réalisée entre deux fibres passives. Afin de valider également l'efficacité de notre méthode de verrouillage en phase en régime amplifié nous l'avons testée sur un démonstrateur composé de deux chaînes laser amplifiées, assemblées à l'École Polytechnique pour le projet XCAN. Nous avons réalisé une première mesure de bruit de phase à un taux de répétition laser de 55 MHz et une puissance moyenne de 25 W en sortie de chaque chaîne amplifiée. Dans ces conditions, l'intégrale B accumulée par les impulsions dans la chaîne d'amplification est très inférieure à π radians. Les effets non-linéaires sont alors négligeables, on se trouve en régime linéaire. Tout en conservant la même puissance moyenne, nous avons ensuite diminué le taux de répétition laser jusqu'à 500 kHz, augmentant ainsi l'intensité crête des impulsions d'un facteur inverse à la réduction de cadence. Les effets non-linéaires sont alors fortement présents (intégrale B d'une dizaine de radians), on est en régime non-linéaire. On peut ainsi étudier l'influence des effets non-linéaires sur l'erreur résiduelle de phase.

La Figure II-8 représente la mesure de bruit de phase en boucle ouverte en régime passif (rouge) et amplifié à 55 MHz (rose) et 500 kHz (bleu).

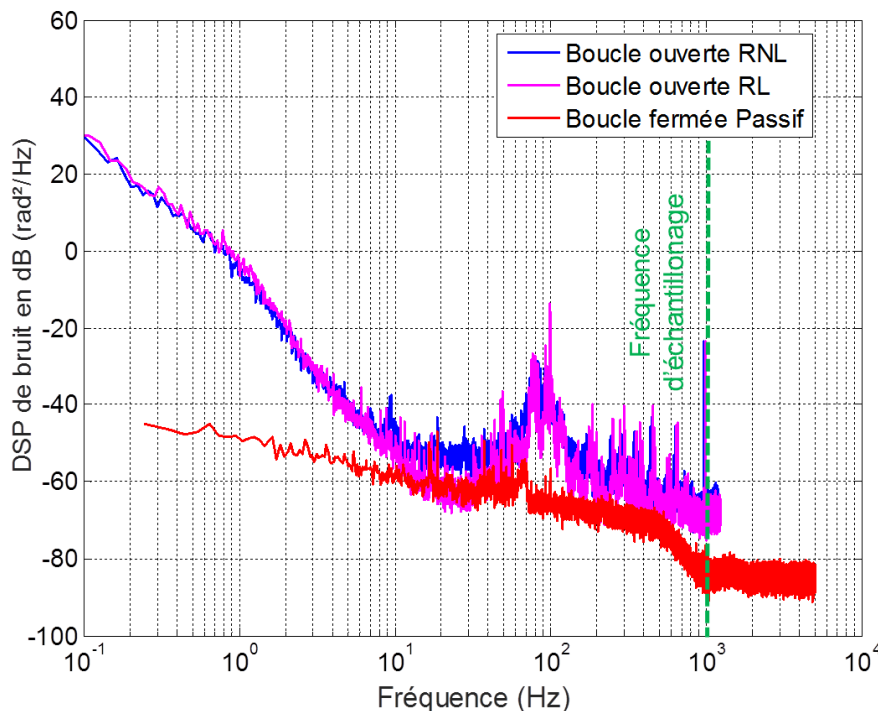


Figure III-16 : Densité spectrale de bruit de phase en boucle ouverte entre deux chaînes amplifiées en régime linéaire (RL, rose) et non-linéaire (RNL, bleu)

On remarque d'emblée que le bruit à basse fréquence est bien supérieur en régime amplifié comparé au régime passif. La densité spectrale de bruit vaut ainsi environ 30 dB à 0,1 Hz en régime amplifié contre -20 dB en régime passif. On a une pente de -40 dB/décade de 0,1 Hz jusqu'à 10 Hz. Ce bruit basse fréquence provient de perturbations thermomécaniques de l'environnement. Or, les conditions

III. Combinaison cohérente de 19 faisceaux issus de fibres passives en régime femtoseconde

expérimentales entre le démonstrateur de 19 fibres passives et celui de deux canaux amplifiés diffèrent grandement (salle expérimentale différente, vibrations provenant de la ventilation des pompes en régime amplifié, ...). On observe entre 10 Hz et 100 Hz une remontée du bruit de phase en régime linéaire. Cette augmentation du bruit haute fréquence est caractéristique des amplificateurs Ytterbium lorsqu'on augmente la puissance [64]. On observe un pic important autour de 100 Hz. Ce pic de bruit provient de vibrations occasionnées par l'alimentation des diodes de pompe. L'amplitude de bruit autour de ce pic est trop grande pour pouvoir être compensée par nos modulateurs de phase. Une réduction de la fréquence des ventilateurs de pompe est en cours d'évaluation.

La Figure III-17 représente la mesure de bruit de phase en régime amplifiée en boucle ouverte à 55 MHz et en boucle fermée à 55 MHz et 500 kHz.

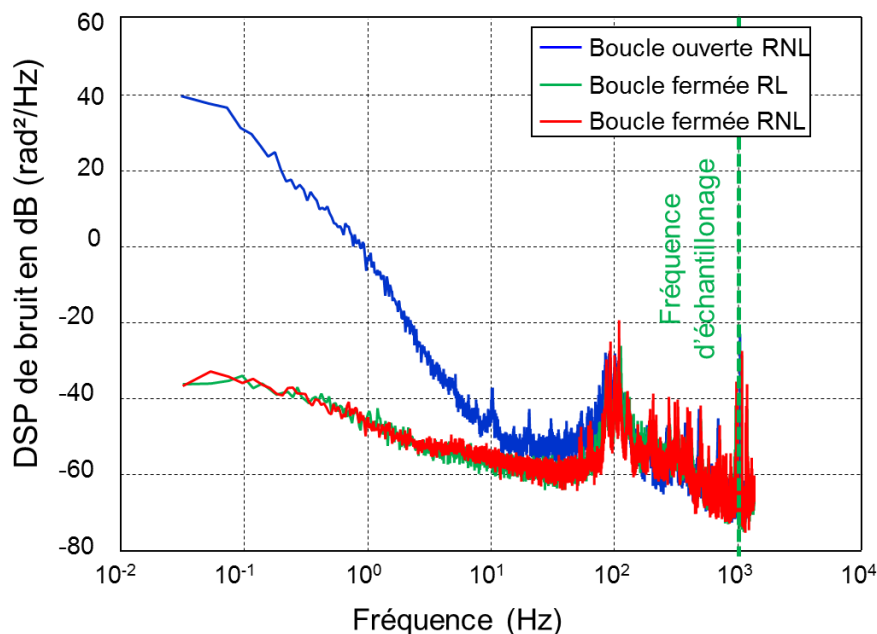


Figure III-17 : Densité spectrale de bruit en régime amplifiée en boucle ouverte (courbe bleue) et fermée (courbes verte et rouge en régime linéaire et non-linéaire respectivement)

En boucle fermée, on observe une forte réduction du bruit jusqu'à 100 Hz. La bande passante de notre boucle de correction est limitée à 100 Hz par le pic à cette même fréquence. Néanmoins, nous avons mesuré une erreur résiduelle de phase inférieure à $\frac{\lambda}{40}$ rms entre les deux chaînes amplifiées, suffisante pour assurer plus de 95 % de l'efficacité de combinaison maximum théorique.

III.2.3. Compression

Pour réaliser la compression du champ lointain combiné, on filtre préalablement le lobe central dans le plan de Fourier de la lentille de champ lointain. Le lobe central filtré est ensuite envoyé vers le compresseur. Le faisceau en sortie du compresseur est ensuite envoyé vers un autocorrélateur. Le signal d'autocorrélation

enregistré est présenté en vert sur la Figure III-18 et comparé avec le faisceau compressé issu du laser maître (en bleu). Notre méthode de combinaison cohérente préserve la durée d'impulsion puisque nous mesurons une largeur à mi-hauteur d'environ 300 fs à la fois pour le laser maître et le faisceau combiné. De plus, des résultats similaires ont été obtenus sur le prototype XCAN par A. Heilmann avec sept fibres amplifiées en régime linéaire [63].

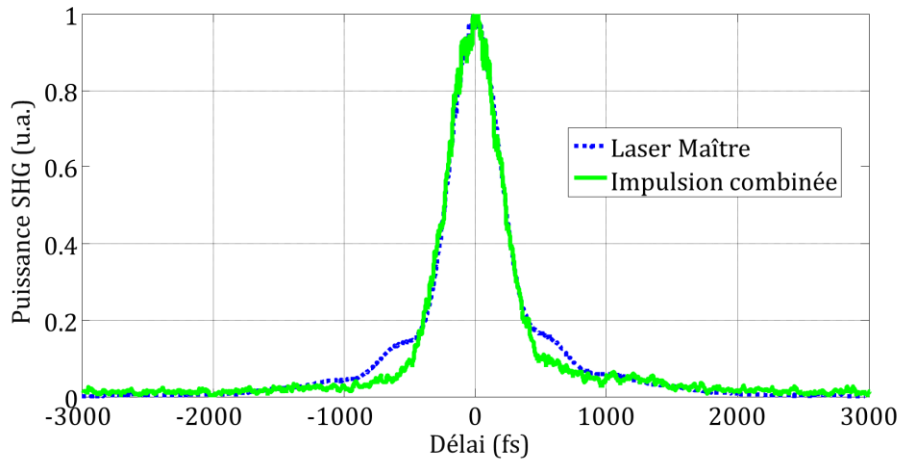


Figure III-18 : Profils temporels de l'impulsion combinée (en vert) et d'une impulsion du laser maître (en bleu)

III.3. Conclusion

La combinaison d'un nombre record de 19 faisceaux issus de fibres passives en régime femtoseconde par méthode interférométrique a été démontrée. A la sortie du système laser on obtient 50 % de l'énergie totale en sortie des fibres dans le lobe central, ce qui correspond à 81 % de la valeur théorique avec une tête optique imparfaite. De plus, une largeur d'impulsion combinée de 300 fs, similaire à celle en sortie laser, est mesurée après compression. La transposition de notre technique de mise en phase en régime amplifié a également été démontrée avec une erreur résiduelle de phase entre deux chaînes amplifiées inférieure à $\frac{\lambda}{40}$ rms. Cette preuve de concept à 19 fibres passives valide la capacité de notre méthode de mise en phase pour la combinaison d'un grand nombre de faisceaux amplifiés en régime femtoseconde.

IV. Augmentation de l'efficacité de combinaison

Dans les systèmes lasers reposant sur la combinaison de faisceaux, l'efficacité de combinaison est un critère crucial pour juger de la qualité du système. En effet, dans notre configuration par remplissage de pupilles, plus l'efficacité de combinaison¹ est élevée, moins l'énergie perdue dans les lobes secondaires ou par coupure des faisceaux sur le réseau de microlentilles sera importante. Ainsi, par augmentation du rendement électrique/optique, le nombre de composants pour atteindre une puissance donnée en sortie laser s'en trouvera également réduit.

Nous avons préalablement démontré, dans le chapitre III, que l'efficacité de combinaison théorique maximale, en configuration remplissage de pupille avec un profil gaussien des faisceaux, est de 64 % et ce, quel que soit le nombre de fibres. Nous avons par la suite démontré expérimentalement la combinaison de 19 faisceaux issus de fibres optiques en régime femtoseconde avec une efficacité de combinaison de 50 %. Dans ce chapitre, nous présentons des travaux menés afin d'augmenter l'efficacité de combinaison de notre système laser.

Nous verrons dans une première partie l'influence du taux de remplissage des pupilles en champ proche sur l'efficacité de combinaison pour un profil d'intensité gaussien et super-gaussien. Nous démontrerons ainsi qu'un profil d'intensité super-gaussien des faisceaux en champ proche permet d'augmenter l'efficacité de combinaison par rapport à un profil gaussien. Nous expliquerons dans une seconde partie le principe de mise en forme de faisceaux employé afin d'en obtenir un profil d'intensité super-gaussien en champ proche et nous proposons de réaliser cette mise en forme de faisceaux à l'aide d'une paire de deux lames de phase. La première ayant pour fonction d'obtenir un profil d'intensité des faisceaux super-gaussien en entrée de la seconde lame de phase qui, quant à elle, permet de corriger les aberrations optiques afin d'avoir un front d'onde plan des faisceaux en sortie de celle-ci. Dans une troisième partie, nous détaillerons le calcul des coefficients d'asphéricité des différentes faces des lames de phase. Enfin, nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus concernant la mise en forme de faisceaux super-gaussiens en champ proche et discuterons de l'augmentation d'efficacité de combinaison résultante en champ lointain.

IV.1. Influence du taux de remplissage des microlentilles en champ proche sur l'efficacité de combinaison pour des profils d'intensité gaussien et super-gaussien

La Figure IV-1 illustre l'efficacité de combinaison ainsi que la transmission par le réseau de microlentilles en fonction du taux de remplissage TR^4 pour des faisceaux avec un profil gaussien (en rouge à gauche) et super-gaussien d'ordre 10 (en bleu à droite) en champ proche.

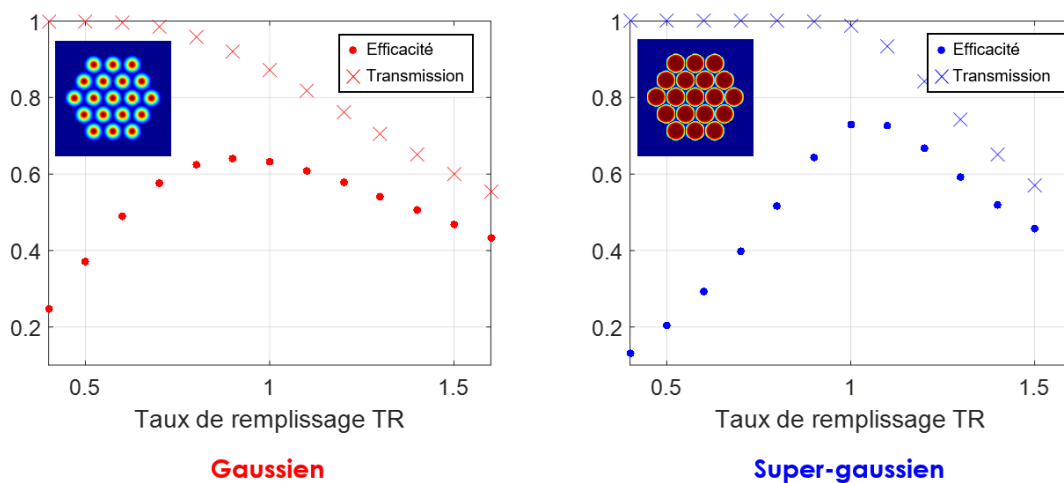


Figure IV-1 : Efficacité de combinaison en fonction du taux de remplissage pour un profil d'intensité gaussien (gauche) et top-hat (droite) en champ proche avec la transmission par les microlentilles associée.

Comme nous l'avons décrit précédemment dans le chapitre III, on obtient une efficacité de combinaison maximale de 64 % pour des faisceaux gaussiens avec un taux de remplissage de 92 % et des pertes d'environ 10 % par coupure des faisceaux par le réseau de microlentilles. On observe sur la courbe de droite que, pour un profil d'intensité super-gaussien d'ordre 10 en champ proche et un taux de remplissage TR de 105 %, on peut atteindre une efficacité de combinaison théorique de 74 %. On peut donc obtenir théoriquement un gain de 15 % avec un profil d'intensité super-gaussien en champ proche par rapport à un profil d'intensité gaussien. Deux paramètres permettent d'expliquer cette augmentation d'efficacité de combinaison. Premièrement, comme on peut l'observer sur la Figure IV-1, les pertes par coupure des faisceaux par les microlentilles sont plus faibles, de l'ordre de 4 %. Deuxièmement, le fait d'avoir un profil d'intensité super-gaussien en champ proche permet une réduction des lobes secondaires. En effet, les lobes de réseaux en champ lointain sont modulés par une

⁴ Taux de remplissage $TR = \frac{2w_f}{d}$ où d représente le pas des fibres de la tête optique et w_f le rayon des faisceaux à $1/e^2$ à la position $z=f$ des microlentilles.

enveloppe correspondant à la transformée de Fourier bidimensionnelle d'une super-gaussienne s'approchant d'une tache d'Airy [65]. La Figure IV-2 illustre les plans de coupe du champ lointain passant par le lobe central et les lobes secondaires pour un champ proche gaussien et super-gaussien (ordre 10). Ainsi, comme observé sur la courbe du bas de la Figure IV-2, une réduction de 4 dB de l'amplitude des lobes secondaires peut être obtenue théoriquement.

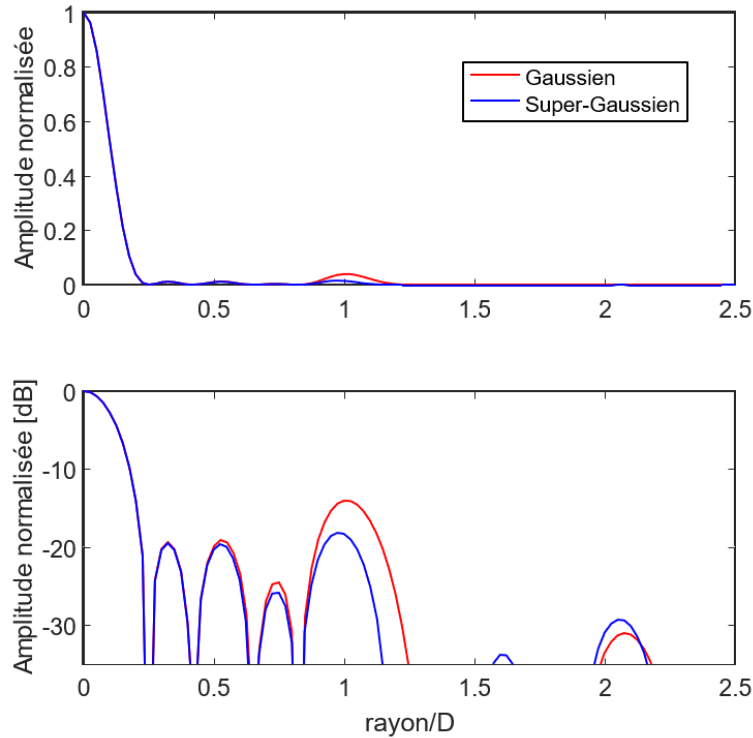


Figure IV-2 : Profils d'intensité gaussien et super-gaussien dans un plan de coupe passant par le lobe central et les lobes secondaires (en haut : échelle linéaire, en bas : échelle logarithmique).

IV.2. Principe de mise en forme de faisceaux avec un profil d'intensité super-gaussien en champ proche

Afin d'obtenir un profil d'intensité super-gaussien (d'ordre 10) des faisceaux en champ proche, il est nécessaire de réaliser une mise en forme des faisceaux en sortie de fibres de la tête optique. Ainsi, pour passer, en sortie de tête optique, d'un profil d'intensité gaussien à un profil d'intensité super-gaussien, nous utilisons une paire de réseaux de lames de phases comme représenté sur la Figure IV-3. Ces réseaux sont constitués de petites lames de phase élémentaires agencées selon un pavage hexagonal. Le pas de ces réseaux est égal à celui de la tête optique, c'est-à-dire 3,000 mm dans notre cas. Dans la suite de ce chapitre, les calculs que nous présentons sont réalisés pour une lame de phase élémentaire. On considèrera les mêmes spécifications pour les autres lames de phase du réseau.

La face avant de la première lame de phase a un profil asphérique tandis que la face arrière est plane. L'asphéricité de la face avant est calculée et spécifiée de telle

sorte que la phase accumulée par le faisceau après son passage permette d'obtenir un profil d'intensité super-gaussien en entrée de la seconde lame de phase. La seconde lame de phase permet quant à elle de compenser la courbure ainsi que les aberrations optiques introduites par la première lame de phase afin d'obtenir un front d'onde plan des faisceaux en champ proche. Elle joue donc un rôle similaire à la matrice de microlentilles utilisée dans le cas de faisceaux gaussiens. Des contraintes de fabrication des lames de phase par photolithographie imposent d'utiliser les deux faces de la seconde lame de phase pour compenser les aberrations optiques. Ainsi, le profil sphérique de la face de sortie permet de compenser la courbure et celui de la face avant permet quant à lui de compenser les ordres d'aberrations supérieurs.

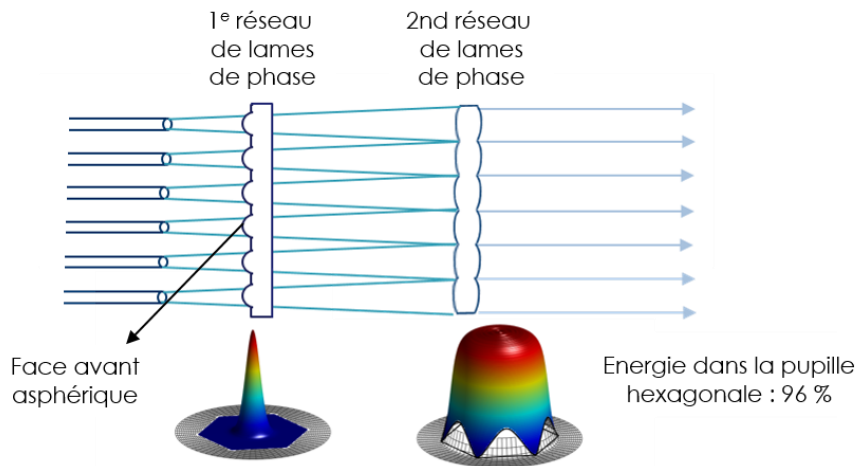


Figure IV-3 : Schéma de mise en forme de faisceaux gaussiens vers super-gaussiens à l'aide de deux lames de phase.

IV.3. Calcul des profils asphériques des lames de phase

Nous exprimons le profil asphérique d'une lame de phase élémentaire à l'aide de l'expression suivante [66] :

$$z(r) = \alpha_1 r^2 + \alpha_2 r^4 + \alpha_3 r^6 + \alpha_4 r^8 + \alpha_5 r^{10} \quad \text{IV-1}$$

où r représente la position radiale par rapport à l'axe optique et $z(r)$ la profondeur de gravure de la face de la lame de phase comme représenté sur la Figure IV-4. Nous nous limitons dans notre étude à l'ordre 10 (cette précision est suffisante pour ajuster nos profils asphériques). Les coefficients d'asphéricité α_q décrivent la forme du profil des lames de phases. Le calcul décrit dans cette partie consiste ainsi à déterminer les coefficients α_q nécessaires à la réalisation des lames de phase. On note $\alpha = (\alpha_5 \alpha_4 \alpha_3 \alpha_2 \alpha_1)$ le vecteur des coefficients d'asphéricité.

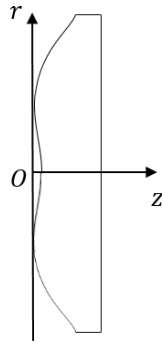


Figure IV-4 : Schéma du profil d'une lentille asphérique. L'axe Oz représente l'axe optique.

On note respectivement $\alpha_{lame\ 1}$, $\alpha_{lame\ 2\ av}$ et $\alpha_{lame\ 2\ ar}$ les vecteurs des coefficients d'asphéricité de la première lame de phase, de la face avant de la seconde lame de phase et de la face arrière de la seconde lame de phase. $\alpha_{lame\ 2\ ar}$ contient un coefficient d'asphéricité non-nul correspondant à une courbure et $\alpha_{lame\ 2\ av}$ contient quatre coefficients d'asphéricité non-nuls correspondant aux aberrations sphériques d'ordres supérieurs. Soit z_1 et z_2 les positions de la première et seconde lame de phase par rapport au plan de sortie des fibres. Le calcul des profils asphériques des deux lames de phase nécessite donc l'optimisation de 12 paramètres. Afin de déterminer ces paramètres nous présentons tout d'abord les outils de simulation que nous avons employés dans notre calcul, à savoir : la décomposition de l'équation polynomiale décrivant la surface asphérique en une combinaison linéaire de polynômes de Zernike et la propagation des faisceaux à l'aide de la transformée d'Hankel.

IV.3.1. Outils de simulation

IV.3.1.a. Polynômes de Zernike

Nous avons donné dans la partie précédente l'équation caractéristique d'une surface asphérique. Malheureusement, si l'on souhaite ajuster cette équation à une surface asphérique donnée, des divergences apparaissent [67]. Une solution pour pallier à ce problème est alors de décomposer l'équation IV-1 sur une base de polynômes orthogonaux [67]. Dans notre cas, où nous avons une symétrie cylindrique pour chaque faisceau individuel issu des fibres avant transmission par le réseau, il est judicieux de réaliser notre décomposition sur la base des polynômes de Zernike.

Les polynômes de Zernike sont une suite de polynômes orthogonaux sur le disque unité. Il existe des polynômes de Zernike pairs et impairs qui s'écrivent respectivement :

$$\begin{aligned} Z_{i\ pair}^j(r, \theta) &= R_i^j(r) \cos(j\theta) \\ Z_{i\ impair}^j(r, \theta) &= R_i^j(r) \sin(j\theta) \end{aligned} \quad \text{IV-2}$$

où j et i sont des entiers positifs ou nuls tel que $i \geq j$, θ l'angle azimutal et r la distance radiale avec $0 \leq r \leq 1$. Les polynômes radiaux R_i^j s'écrivent de la manière suivante :

$$\begin{cases} R_i^j = \sum_{k=0}^{\frac{i-j}{2}} \frac{(-1)^k (i-k)!}{k! \left(\frac{i+j}{2} - k\right)! \left(\frac{i-j}{2} - k\right)!} r^{i-2k} & \text{pour } i-j \text{ pair} \\ R_i^j = 0 & \text{pour } i-j \text{ impair} \end{cases} \quad \text{IV-3}$$

Dans notre cas, par symétrie cylindrique des faisceaux en sortie de tête optique, on a $j = 0$. Ainsi, les polynômes de Zernike se réduisent à R_i^0 . De part cette simplification, nous pouvons décomposer le polynôme des surfaces asphériques de degrés pairs en une suite de polynômes constituée uniquement de la partie radiale des polynômes de Zernike de degrés pairs également. De plus, dans cette décomposition en polynômes de Zernike chaque polynôme correspond à une aberration géométrique [68]. On peut ainsi isoler chacune des aberrations à corriger. Par exemple, une erreur de piston correspond au terme Z_0^0 et une erreur de focus correspond au terme Z_1^0 . Les cinq premiers polynômes de Zernike s'écrivent de la manière suivante :

$$\begin{aligned} Z_0^0 &= 1 \\ Z_1^0 &= 2r^2 - 1 \\ Z_2^0 &= 6r^4 - 6r^2 + 1 \\ Z_3^0 &= 20r^6 - 30r^4 + 12r^2 - 1 \\ Z_4^0 &= 70r^8 - 140r^6 + 90r^4 - 20r^2 + 1 \\ Z_5^0 &= 252r^{10} - 630r^8 + 560r^6 - 210r^4 + 30r^2 - 1 \end{aligned} \quad \text{IV-4}$$

La matrice des polynômes de Zernike sur laquelle nous réalisons la décomposition du polynôme des surfaces asphériques est donnée par :

$$MZ = \begin{pmatrix} 252 & -630 & 560 & -210 & 30 \\ 0 & 70 & -140 & 90 & -20 \\ 0 & 0 & 20 & -30 & 12 \\ 0 & 0 & 0 & 6 & -6 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2 \end{pmatrix}$$

La décomposition du vecteur des coefficients d'asphéricité sur la matrice des polynômes de Zernike s'écrit :

$$\alpha = PZ \cdot MZ$$

où $PZ = (p_5 \ p_4 \ p_3 \ p_2 \ p_1)$ représente le vecteur projection de α sur MZ .

IV.3.1.b. Transformée de Hankel

Pour calculer la propagation du faisceau à symétrie cylindrique ayant acquis la phase fournie par l'une des lames de phase nous utilisons la transformée de Hankel. On notera qu'en toute rigueur, il conviendrait de considérer le fait que la pupille des faisceaux individuels devienne hexagonale après le premier réseau. Cette

approximation constitue une approximation de ce modèle mais est justifiée par le fait que la fraction de l'énergie du faisceau externe au disque inscrit dans la pupille hexagonale (diamètre 3 mm) est négligeable. La transformée de Hankel est la transformée de Fourier dans un espace à deux dimensions muni d'un système de coordonnées cylindriques et dans le cas d'une fonction à symétrie cylindrique. Son utilisation présente l'avantage de simplifier et de rendre plus rapide nos calculs. La transformée de Hankel d'une fonction $f(r)$ est définie de la manière suivante :

$$g(\rho) = H_0[f](\rho) = 2\pi \int_0^{\infty} r f(r) J_0(2\pi\rho r) dr \quad \text{IV-7}$$

où J_0 est la fonction de Bessel du premier type d'ordre zéro.

La transformée de Hankel inverse est quant à elle donnée par :

$$f(r) = H_0^{-1}[g](r) = 2\pi \int_0^{\infty} r g(r) J_0(\kappa r) dr \quad \text{IV-8}$$

On écrit l'opérateur de propagation de la manière suivante :

$$P = \exp \left[\frac{-iz\kappa}{k + \sqrt{k^2 - \kappa}} \right] \quad \text{IV-9}$$

où $k = n \frac{2\pi}{\lambda_0}$ est le nombre d'onde avec n l'indice du milieu considéré et $\kappa = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2} = 2\pi\rho$ est le nombre d'onde transverse.

Ainsi, l'équation de propagation d'un champ électrique $E(r, z = 0)$ à symétrie cylindrique sur une distance z s'écrit :

$$E(r, z) = H_0^{-1} \left[\exp \left[\frac{-iz\kappa}{k + \sqrt{k^2 - \kappa}} \right] H_0 [E(r, 0)] \right] \quad \text{IV-10}$$

IV.3.2. Calculs théoriques

Dans notre modélisation nous considérons les paramètres suivants :

- une longueur d'onde $\lambda_0 = 1030$ nm
- une divergence de faisceau en sortie de fibre de 32 mrad avec un M^2 égal à 1 soit un waist $w_0 \cong 10$ μm
- un pas p de 3 mm

Soit $E(r, z)$ le champ électrique radial du faisceau issu d'une fibre. Afin de simplifier la présentation des calculs, nous faisons l'approximation dans les étapes ci-dessous de

négliger l'épaisseur de la lame de phase. Néanmoins, dans nos simulations, pour la réalisation des lames de phase, nous avons pris en compte l'épaisseur de celles-ci.

Le champ électrique en face avant de la première lame de phase s'écrit de la manière suivante :

$$E_{z_{1av}}(r) = \frac{2}{\pi w_1^2} \exp\left(-\left(\frac{r^2}{w_1^2}\right)\right) \exp\left(-ik\left(\frac{r^2}{z_{1av}}\right)\right) \quad \text{IV-11}$$

où $w_1 = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_0 z_{1av}}{\pi w_0^2}\right)^2}$ représente la largeur du faisceau en z_{1av} , la distance entre la sortie de la fibre et la face avant de la première lame de phase

A partir du taux de remplissage TR optimal pour un profil gaussien d'ordre 10 on peut en déduire le rayon cible du faisceau en entrée de la seconde lame de phase :

$$w_{SG} = TR \cdot \frac{p}{2} \quad \text{IV-12}$$

et le profil super-gaussien cible :

$$E_{SG}(r) = A_{SG} \cdot \exp\left(-\left(\frac{r}{w_{SG}}\right)^{10}\right) \quad \text{IV-13}$$

où A_{SG} représente l'amplitude de l'enveloppe gaussienne cible tel que $\iint E_{SG}^2 r dr d\theta = 1$.

La projection du vecteur des coefficients d'asphéricité de la première lame de phase, noté $\alpha_{lame 1}$, sur la matrice MZ des polynômes de Zernike est donnée par :

$$PZ_1 = (p_5 \ p_4 \ p_3 \ p_2 \ p_1) = \alpha_{lame 1} \cdot MZ^{-1} \quad \text{IV-14}$$

Le champ électrique en face arrière de la première lame de phase s'écrit :

$$E_{z_{1ar}}(r) = E_{z_{1av}} \cdot \exp\left(-ik(n-1) \left(\sum_{q=1}^5 PZ_1 \cdot MZ \cdot r^{2q}\right)\right) \quad \text{IV-15}$$

où n représente l'indice des microlentilles et l'indice de l'air vaut 1.

Le champ en entrée de la seconde lame de phase s'écrit :

$$E_{z_{2av}}(r) = H_0^{-1} \left[\exp\left[\frac{-ik(z_2 - z_1)}{k + \sqrt{k^2 - \kappa}}\right] H_0 [E_{z_{1ar}}(r)] \right] \quad \text{IV-16}$$

où $z_2 - z_1$ représente la distance entre la première et la seconde lame de phase.

Pour déterminer les coefficients d'asphéricité de la première lame de phase on ajuste par optimisation les paramètres p_q afin de rapprocher le profil du champ à l'entrée de la seconde lame de phase $E_{z_{2av}}$ de celui du profil super-gaussien cible E_{SG} . A l'initialisation de l'algorithme d'optimisation on considère $\alpha_{lame\ 1} = (1\ 1\ 1\ 1\ 1)$.

La Figure IV-5 représente les profils d'amplitude et de phase du champ en entrée de la seconde lame de phase obtenus après optimisation.

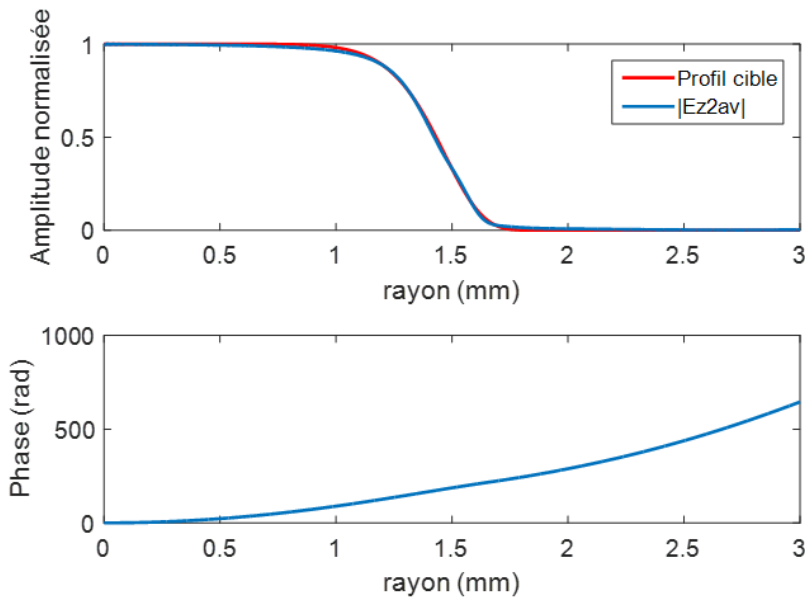


Figure IV-5 : En haut : Profil cible super-gaussien (rouge) et profil obtenu après optimisation en entrée de la seconde lame de phase (bleu). En bas : Phase en entrée de la seconde lame de phase.

A partir des coefficients p_q trouvés on peut en déduire les coefficients α_q de la première lame de phase. Ainsi, considérant les paramètres explicités au début de ce chapitre, le profil asphérique de la première lame de phase s'écrit :

$$z(r)_{lame1} = 98.174 r^{10} - 271.576 r^8 + 314.392 r^6 - 219.816 r^4 + 57.785 r^2 \quad \text{IV-17}$$

avec z en micromètres et r en millimètres.

Le champ en sortie de la première lame de phase s'écrit alors :

$$E_{z_{1ar}}(r) = E_{z_{1av}}(r) \cdot \exp(-ik(n-1)z(r)_{lame1}) \quad \text{IV-18}$$

La Figure IV-6 représente le profil asphérique de la première lame de phase obtenu à partir de l'équation .

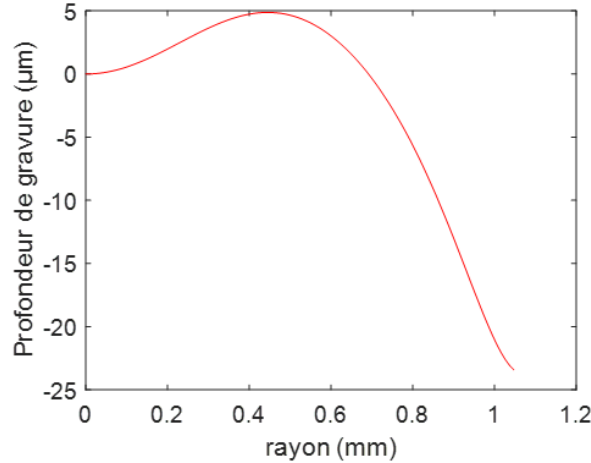


Figure IV-6 : Profil asphérique de la première lame de phase

On s'intéresse à présent au calcul des profils asphériques de la seconde lame de phase. Le graphique du bas de la Figure IV-5 représente la phase en entrée de la seconde lame de phase qui doit être compensée afin d'obtenir un front d'onde plan en sortie. Comme mentionné précédemment, le profil asphérique de la face avant de la seconde lame de phase doit compenser les aberrations optiques d'ordres supérieurs de manière à ce qu'il ne reste plus que le focus à compenser par la face arrière. Pour cela, on ajuste l'opposé du profil de phase en entrée de la seconde lame de phase à l'aide d'une équation polynomiale du type IV-1. On projette ensuite le vecteur des coefficients d'asphéricité de l'équation obtenue, notée $\alpha_{lame\ 2}$, sur la base des polynômes de Zernike :

$$PZ_2 = (p_5\ p_4\ p_3\ p_2\ p_1) = \alpha_{lame\ 2} \cdot MZ^{-1} \quad \text{IV-19}$$

où PZ_2 représente la projection de $\alpha_{lame\ 2}$ sur la matrice des polynômes de Zernike.

Pour la face avant de la lame de phase on ne conserve que les aberrations d'ordres supérieurs :

$$PZ_{2av} = (p_5\ p_4\ p_3\ p_2\ 0) \quad \text{IV-20}$$

En ajustant le profil fourni par PZ_{2av} par une équation de même forme que l'équation IV-1 on en déduit le vecteur des coefficients d'asphéricité de la face avant de la seconde lame de phase.

On procède de la même manière pour la face arrière en considérant la projection sur la matrice des polynômes de Zernike suivante :

$$PZ_{2ar} = (0\ 0\ 0\ 0\ p_1) \quad \text{IV-21}$$

Les équations correspondant aux profils des lames de phase sont pour la face avant :

$$z(r)_{\text{lame } 2_{av}} = -0.028 r^{10} + 0.270 r^8 - 0.248 r^6 + 0.965 r^4 - 3.411 r^2 \quad \text{IV-22}$$

et pour la face arrière :

$$z(r)_{\text{lame } 2_{ar}} = -28.545 r^2 \quad \text{IV-23}$$

Les graphiques en haut de la Figure IV-7 représentent les profils asphériques de la seconde lame de phase pour la face avant (à gauche) et la face arrière (à droite). Les graphiques du bas représentent quant à eux le profil d'intensité super-gaussien d'ordre 10 et la phase nulle obtenus en sortie de la seconde lame de phase.

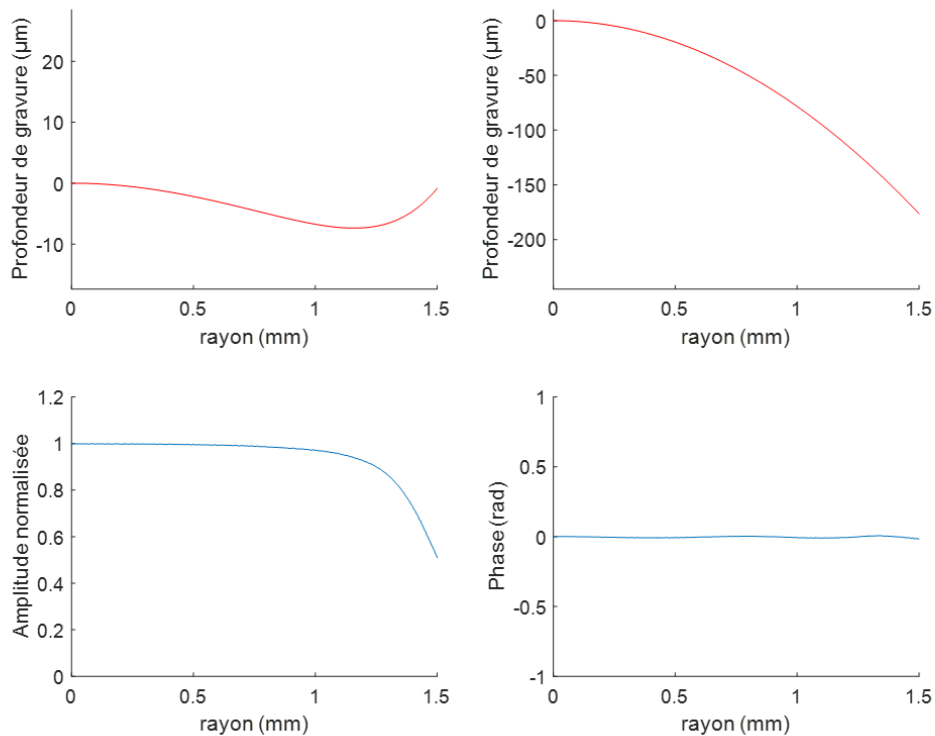


Figure IV-7 : En haut : Profils asphériques de la face avant (à gauche) et de la face arrière (à droite) de la seconde lame de phase. En bas : Profils d'amplitude (à gauche) et de phase (à droite) en sortie de la seconde lame de phase.

La Figure IV-8 représente une vue 3D des lames de phase.

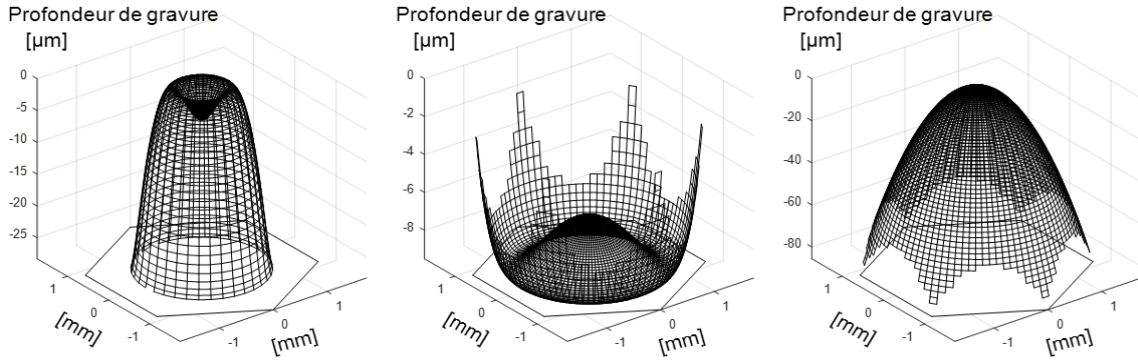


Figure IV-8 : Profils 3D des lames de phase. A gauche : lame 1 face avant, au milieu : lame 2 face avant et à droite : lame 2 face arrière.

Finalement, nous pouvons tracer la propagation du faisceau en sortie de fibre jusqu'à la sortie de la seconde lame de phase. La Figure IV-9 représente ainsi la largeur du faisceau (calculée à l'aide des matrices ABDC) en fonction de la distance de propagation. Nous avons pris en compte dans le calcul associé à la figure montrée ci-dessous l'épaisseur des lames de phase.

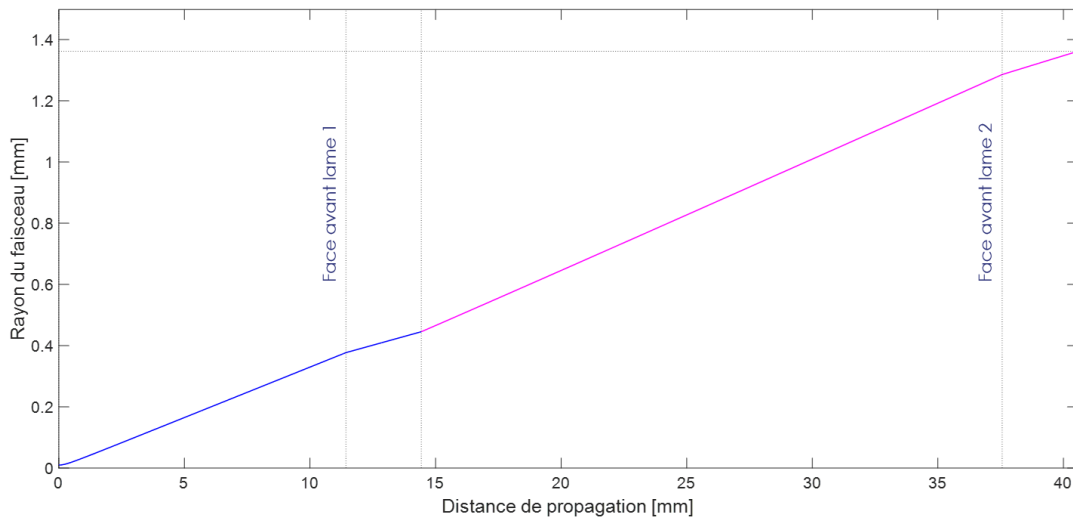


Figure IV-9 : Evolution du rayon du faisceau en sortie de tête optique en fonction de la distance de propagation

Les distances entre la sortie de fibre et les faces avant de la première et seconde lame sont respectivement de $11,430 \text{ mm}$ et $37,561 \text{ mm}$. L'épaisseur des lames de phase est de 3 mm . Les changements de pente de la courbe observés en entrée/sortie des lames de phase sont dus aux changements d'indice air/silice. La partie bleue de la courbe correspond à la propagation du faisceau jusqu'à la sortie de la première lame de phase. La partie rose représente la propagation du faisceau entre la sortie de première lame de phase et celle de la seconde lame de phase.

IV.4. Résultats expérimentaux

IV.4.1. Mise en forme de faisceau en profil d'intensité super-gaussien (ordre 10) en champ proche

Le dessin CAO à gauche de la Figure IV-10 illustre le montage mécanique de précision utilisé afin de procéder au réglage fin des lames de phase. Ce montage possède les différents degrés de liberté (translations suivant les axes longitudinal, transversal et horizontal X, Y et Z comme représentés sur la photo à droite de la Figure IV-10 et rotations autour de ces axes) et la précision suffisante (micrométrique pour les translations et de quelques milliradians pour les rotations) pour respecter les tolérances sur les erreurs d'alignement présentés dans la partie II.2.1.b.

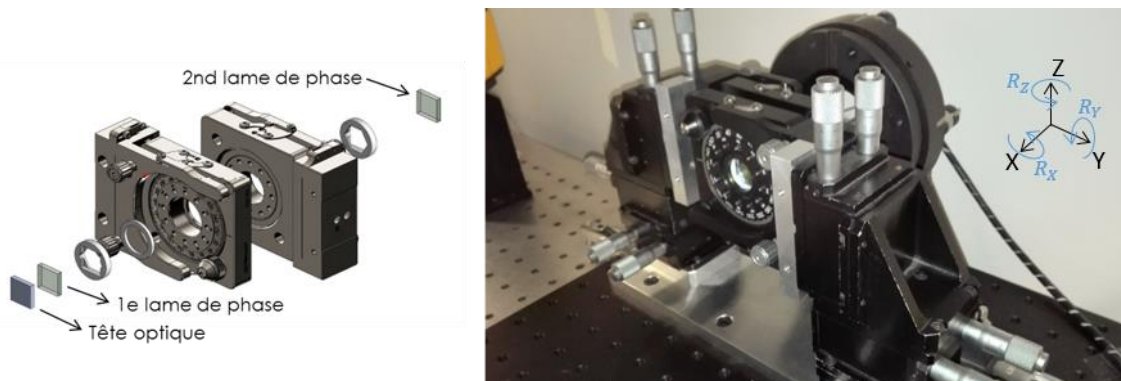


Figure IV-10 : A gauche : image 3D en vue éclatée du support des lames de phase. A droite : Photo du montage mécanique de précision utilisé pour l'alignement des lames de phase.

Après alignement des lames de phase nous obtenons un champ proche super-gaussien comme le montre l'image expérimentale à droite de la Figure IV-11. Nous pouvons comparer celle-ci à l'image expérimentale du champ proche gaussien obtenu précédemment avec le réseau de microlentilles (à gauche).

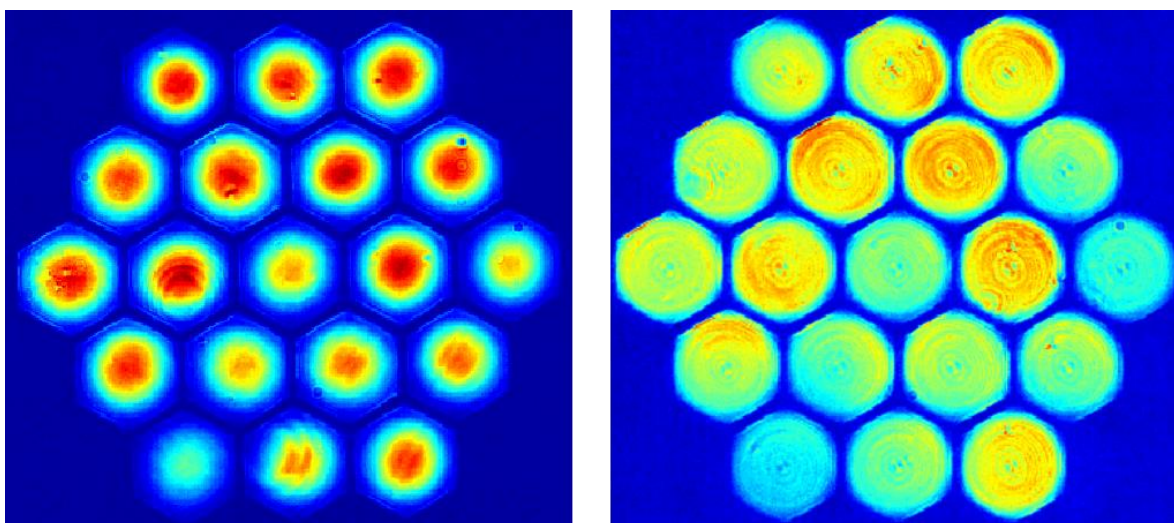


Figure IV-11 : A gauche : Image du champ proche Gaussien en sortie du réseau de microlentilles. A droite : Image du champ proche Super-Gaussien en sortie de la seconde lame de phase.

On peut observer une zone morte similaire entre les sous-pupilles (environ $100\ \mu\text{m}$) pour, on le rappelle, un pas de $3\ \text{mm}$. Les différences d'intensité observées entre les faisceaux (similaires sur chacune des deux images) proviennent d'une différence de la divergence de ceux-ci. L'augmentation du taux de remplissage des microlentilles par transformation d'un profil gaussien à super-gaussien est démontrée. Les pertes par coupure des faisceaux en champ proche s'en trouvent significativement réduites. Ainsi, 96 % de l'énergie en sortie de tête optique est présente sortie des lames de phase tandis que les pertes avec le réseau de microlentilles simples sont de l'ordre de 10 %.

IV.4.2. Combinaison en champ lointain

La Figure IV-12 représente les champs lointains obtenus expérimentalement dans le cas d'un champ proche gaussien (à gauche) et dans celui d'un champ proche super-gaussien (à droite) en échelle linéaire et logarithmique. On peut observer une réduction de l'amplitude des lobes secondaires.

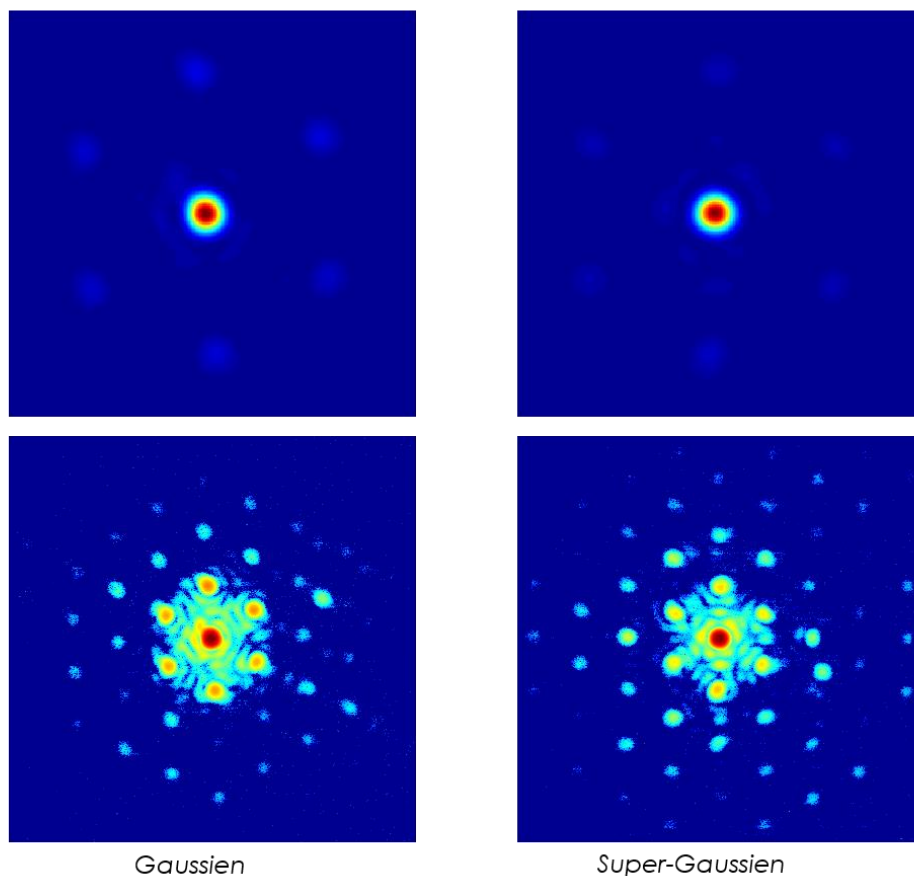


Figure IV-12 : Champs lointain expérimentaux pour un champ proche gaussien (à droite) et super-gaussien (à gauche) (en haut : échelle linéaire, en bas : échelle logarithmique).

Ainsi, si l'on trace le profil d'intensité passant par le lobe central et les lobes secondaires, comme représenté sur le graphique en bas de la Figure IV-13, on mesure une réduction de 3 dB des lobes secondaires pour le champ lointain expérimental super-gaussien par rapport au champ lointain expérimental gaussien.

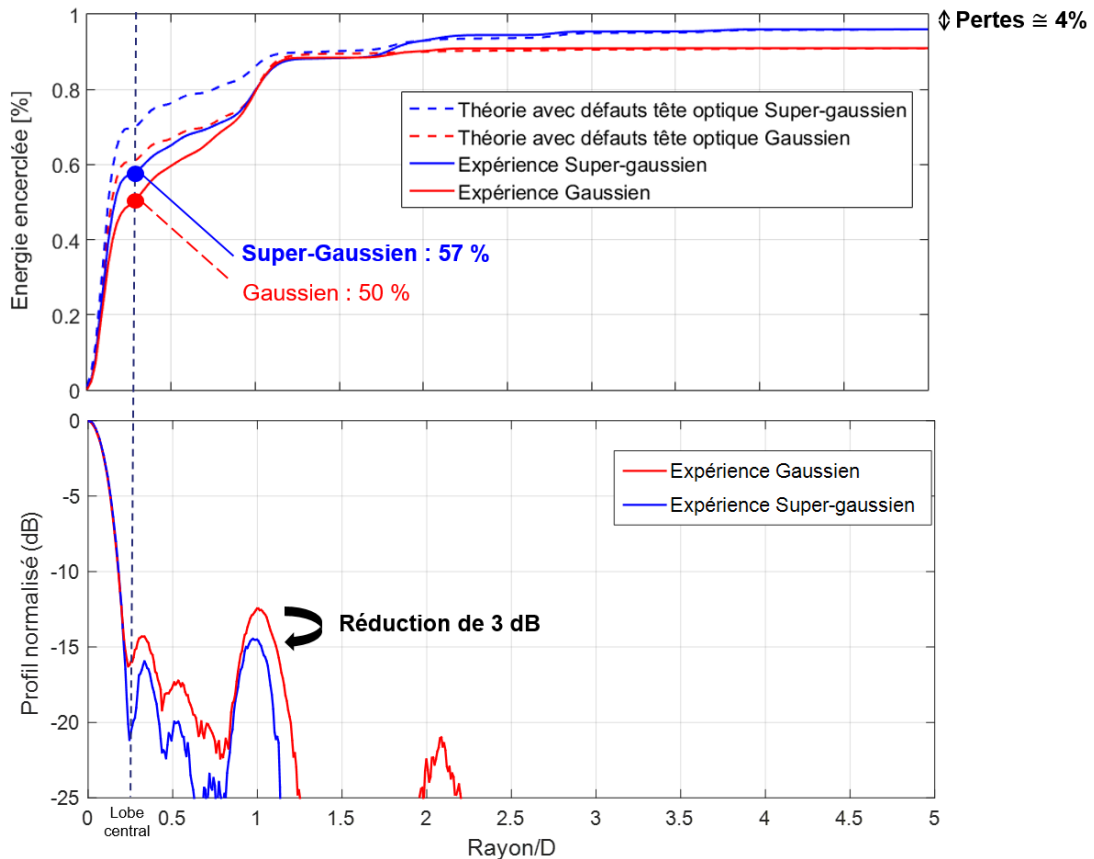


Figure IV-13 : En haut : Energie encerclée en champ lointain pour un champ proche gaussien (rouge) et super-gaussien (bleu) avec la théorie avec défauts de la tête optique (tirets) et l'expérience (traits pleins). En bas : Profils d'intensité dans un plan de coupe passant par le lobe central et un lobe secondaire (expérience gaussien en rouge et super-gaussien en bleu).

L'énergie encerclée en champ lointain est représentée sur le graphique en haut de la Figure IV-13. Dans le cas super-gaussien on obtient une efficacité de combinaison expérimentale de 57 % contre 50 % dans le cas gaussien soit une augmentation de 14 %. Tout comme nous l'avons observé dans le cas gaussien, on observe qu'expérimentalement de l'énergie est dispersée entre les lobes. Pour les courbes du champ lointain gaussien on a un plateau pour $\frac{\text{Rayon}}{D} > 1$ avec des pertes de 10 %. Pour les courbes du champ lointain super-gaussien on observe en plus un second plateau pour $\frac{\text{Rayon}}{D} > 2$. En effet, les lobes de réseaux y sont plus élevés comme l'attestent les profils d'intensités et comme on peut le visualiser sur les images de la figure IV-12. Comme mentionné précédemment les pertes à la traversée des lames sont seulement de 4 % pour le cas super-gaussien. Si l'on compare maintenant l'efficacité de combinaison expérimentale par rapport à la théorie avec défauts de la tête optique inclus, on obtient expérimentalement 82 % de la théorie dans le cas super-gaussien. En effet, bien que nous obtenions une réduction des lobes secondaires dans le cas super-gaussien, ceux-ci sont supérieurs de 4 dB par rapport à la théorie. Nous supposons que cet écart par rapport à la théorie provient d'une erreur de positionnement axial de la seconde lame de phase par rapport à la première comme le montre la Figure IV-14 qui représente l'efficacité de combinaison super-gaussien en fonction de l'erreur de

position de la seconde lame de phase (les transmissions fluctuent peu car l'énergie est principalement perdue dans les lobes secondaires qui augmentent).

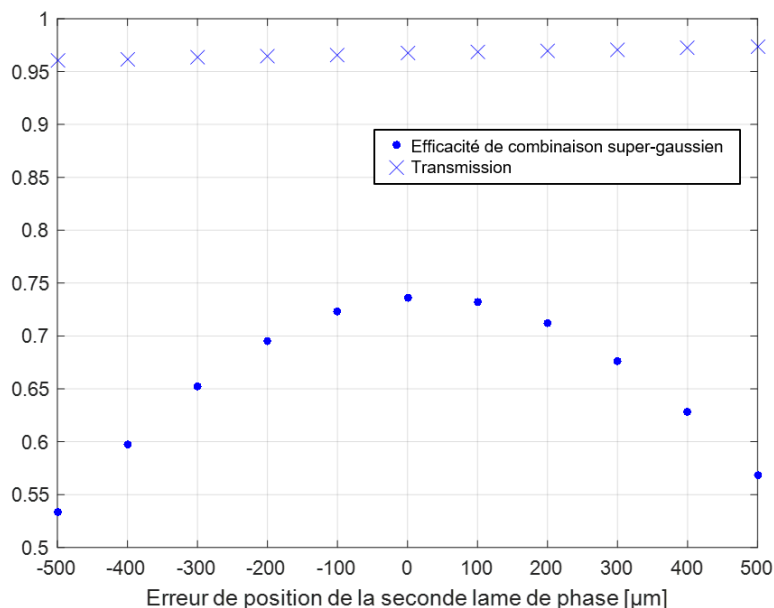


Figure IV-14 : Efficacité de combinaison super-gaussien (points) et transmission en sortie des lames de phase (croix) en fonction de l'erreur de positionnement axial de la seconde lame de phase.

Or, expérimentalement, il s'avère particulièrement difficile de régler avec suffisamment de précision la distance entre les deux lames de phase. En effet, à chaque déplacement de la seconde lame de phase il est nécessaire de régler à nouveau les autres translations et rotations du système tête optique/lames de phase et de remettre en phase les faisceaux à l'aide de l'algorithme d'optimisation en champ lointain (cf partie II.3.2.e).

IV.5. Conclusion

Nous avons vu qu'une augmentation du taux de remplissage en champ proche en passant d'un profil d'intensité gaussien à super-gaussien permet de passer théoriquement d'une efficacité de combinaison de 64 % à 74 %. Cette augmentation s'explique d'une part, par une réduction des pertes par coupure des faisceaux de 10 à 4 % et d'autre part, par une réduction des lobes secondaires en champ lointain. La mise en forme de faisceau super-gaussien est réalisée à l'aide de deux lames de phase. La première lame de phase permettant d'obtenir un profil super-gaussien en entrée de la seconde lame de phase. La seconde lame de phase permet quant à elle de compenser les aberrations optiques pour obtenir un front d'onde plan en champ proche, la face arrière compensant la courbure et la face avant, les aberrations d'ordres supérieurs. Considérant les paramètres de notre système laser, nous avons calculé les équations des profils asphériques des lames de phase à spécifier au constructeur. Expérimentalement, nous avons démontré avec succès la mise en forme de faisceaux gaussiens vers super-gaussiens en champ proche avec des pertes de 4 %. Nous avons mesuré une efficacité de combinaison de 57 % avec un champ proche super-gaussien,

soit une augmentation de 14 % par rapport au champ proche gaussien. Nous avons obtenu une réduction des lobes secondaires de 3 dB par rapport au cas gaussien. Cette baisse est plus faible que prévue théoriquement. Cependant, nous avons vu que pour réduire d'avantage les lobes secondaires et augmenter l'efficacité de combinaison il conviendrait de régler avec d'avantage de précision la position longitudinale de la seconde lame de phase

Conclusion générale

Dans cette thèse, nous avons travaillé sur la combinaison cohérente de faisceaux issus de fibres optiques en régime femtoseconde par méthode interférométrique.

Après avoir énuméré différentes applications actuelles et futures nécessitant un besoin croissant en termes de haute puissance crête et haute puissance moyenne, nous avons réalisé un état de l'art des systèmes laser haute puissance en régime femtoseconde. Nous avons ainsi vu que, malgré la disponibilité de fibres optiques à larges cœurs et l'utilisation de la technique d'amplification à dérive de fréquence (CPA), l'énergie extractible d'une seule fibre reste limitée. Une solution consiste donc à combiner les faisceaux d'un grand nombre de fibres optiques pour atteindre les niveaux de puissance requis dans les applications visées (énergie au-delà du Joule avec un taux de répétition nettement supérieur au kilohertz). Nous avons ainsi présenté un état de l'art des différentes techniques de combinaison existantes, et plus particulièrement les méthodes de mise en phase. Nous avons alors vu que la technique de combinaison cohérente par méthode interférométrique, qui a permis d'établir le nombre record de faisceaux combinés en régime continu, est un excellent moyen pour combiner un grand nombre de faisceaux issus de fibres (jusqu'à plus de 10 000 fibres en théorie).

Dans un second temps, nous avons détaillé le principe théorique de la combinaison cohérente par méthode interférométrique et souligné les contraintes inhérentes au régime femtoseconde. Nous avons tout d'abord présenté les résultats d'une étude caractérisant l'influence des erreurs de la tête optique, de la dispersion ainsi que de l'intégrale B sur l'efficacité de combinaison du système. Nous avons ensuite expliqué comment, à l'aide d'une mesure du contraste des interférogrammes, nous pouvons réaliser la synchronisation des impulsions. Puis nous avons présenté le processus de verrouillage en phase et le suivi dynamique des impulsions (déroulement de la phase afin de maintenir la synchronisation de celles-ci). Enfin, nous avons exposé comment procéder au réglage des phases de consigne sur lesquelles nous verrouillons la phase de chacune des fibres pour obtenir le champ lointain souhaité. Nous avons montré que les phases de consigne peuvent être obtenues à l'aide d'un algorithme de Nelder-Mead.

Dans une expérience de combinaison cohérente de 19 faisceaux issus de fibres optiques passives, nous avons démontré la transposition de la méthode de combinaison cohérente par méthode interférométrique du régime continu au régime femtoseconde. Nous avons obtenu une efficacité de combinaison de 50 % correspondant à 81 % de la théorie incluant les défauts de la tête optique. La compression de l'impulsion après combinaison cohérente a également été démontrée avec une largeur d'impulsion de 300 fs similaire à celle en sortie du laser maître. Ces très bons résultats nous ont permis de tester notre méthode de mise en phase sur le

démonstrateur avec fibres optiques amplificatrices du projet XCAN installé à l'École Polytechnique. Lors d'une mesure de bruit de phase entre deux canaux amplifiés en présence d'effets non-linéaires (intégrale $B > \pi$ rad), nous avons obtenu une erreur de phase résiduelle inférieure à $\lambda/40$ rms, ce qui est nettement inférieur à la valeur nécessaire pour assurer une bonne combinaison ($\leq \lambda/15$). Notre système de mise en phase par méthode interférométrique est donc compatible avec la combinaison cohérente d'un grand nombre de faisceaux issus de fibres amplificatrices en régime femtoseconde.

L'efficacité de combinaison étant un paramètre crucial dans les systèmes de combinaison de faisceaux, nous avons ensuite cherché à l'augmenter. Nous avons démontré numériquement que, pour une fibre, le passage d'un profil gaussien en champ proche à un profil super-gaussien permet d'augmenter l'efficacité de combinaison. En effet, cela revient à augmenter le taux de remplissage du champ proche. Pour réaliser cette mise en forme de faisceaux nous avons employé une paire de réseaux de lames de phase. Pour chaque faisceau, la première lame permet d'obtenir un profil super-gaussien en entrée de la seconde lame de phase. La seconde lame de phase, quant à elle, permet de corriger la courbure et les aberrations d'ordres supérieurs afin d'obtenir un front d'onde plan en sortie. Nous avons présenté les calculs des coefficients d'asphéricité des lames de phase. Une fois réalisées nous avons pu les tester expérimentalement sur le démonstrateur à 19 fibres optiques passives. Nous avons ainsi démontré la transformation du profil gaussien à super-gaussien en champ proche pour chacune des 19 fibres. En champ lointain, nous avons obtenu une efficacité de combinaison de 57 %, soit une augmentation de 14 % par rapport au cas gaussien, avec une réduction de l'amplitude des lobes secondaires de 3 dB.

Dans le cadre projet XCAN, une suite à ces travaux sera d'utiliser la méthode interférométrique afin de démontrer la combinaison de 61 faisceaux issus de fibres en régime amplifié. La suite du projet permettra d'étudier les points durs inhérents à la combinaison cohérente d'un grand nombre de faisceaux issus de fibres amplificatrices en présence à la fois d'une grande puissance moyenne et de forts effets non-linéaires (charges thermiques élevées, déformation des impulsions, tenue au flux des composants...). Ce démonstrateur sera alors une preuve de concept d'un système laser de nouvelle génération capable de délivrer à la fois une forte puissance crête et une haute puissance moyenne. Au-delà de ce projet, la combinaison d'un plus grand nombre de faisceaux pourra alors être envisagée. Les dernières innovations en termes de fibres haute puissance pourront être mises à profit pour accroître d'avantage les performances du système. De même des travaux complémentaires pourront être menés pour augmenter l'efficacité de combinaison expérimentale. Cette nouvelle architecture laser sera alors potentiellement à même de répondre aux besoins imposés par de futures applications, comme l'accélération de particules par lasers haute cadence, pour lesquelles plus de 10 000 fibres seraient requises.

Publications et communications

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

Le Dortz, J., Heilmann, A., Antier, M., Bourderionnet, J., Larat, C., Fsaifes, I., Daniault, L., Bellanger, S., Simon Boisson, C., Chanteloup, J.-C., Lallier and E., Brignon, A. (2017). Highly scalable femtosecond coherent beam combining demonstrated with 19 fibers. *Optics letters*, 42(10), 1887-1890.

Communications dans des conférences

1. A. Heilmann, J. Le Dortz, S. Bellanger, L. Daniault, I. Fsaifes, M. Antier, J. Bourderionnet, C. Larat, E. Lallier, A. Brignon, C. Simon Boisson and J-C. Chanteloup, "Towards Coherent Combination of 61 Fiber Amplifiers," Laser Congress 2017 (ASSL, LAC), DOI : 10.1364/ASSL.2017.JM5A.14

2. J. Le Dortz, A. Heilmann, M. Antier, J. Bourderionnet, C. Larat, I. Fsaifes, L. Daniault, S. Bellanger, C. Simon Boisson, J-C. Chanteloup, E. Lallier and A. Brignon, « Highly scalable femtosecond coherent beam combining, » CLEO-Europe 2017, DOI: 10.1109/CLEOE-EQEC.2017.8087022.

3. J. Le Dortz, A. Heilmann, M. Antier, J. Bourderionnet, C. Larat, I. Fsaifes, L. Daniault, S. Bellanger, C. Simon Boisson, J-C. Chanteloup, E. Lallier and A. Brignon, « Femtosecond coherent beam combining of a large number of fiber amplifiers: first results, » SPIE LASE, Photonics West 2017, paper 10083-6.

4. A. Heilmann, J. Le Dortz, S. Bellanger, L. Daniault, I. Fsaifes, J-C. Chanteloup, M. Antier, A. Brignon, E. Lallier, J. Bourderionnet, C. Larat and C. Simon Boisson, « The XCAN project: A Coherent Amplification Network of femtosecond fiber lasers, » in High Power Laser Systems and Applications, HPLS&A 2016, paper 9

5. J. Le Dortz, M. Antier, J. Bourderionnet, C. Larat, A. Heilmann, I. Fsaifes, L. Daniault, S. Bellanger, C. Simon Boisson, J-C. Chanteloup, E. Lallier and A. Brignon, « Coherent beam combining of 19 fibers in femtosecond regime, » Advanced Solid-State Laser 2016 in OSA Laser Congress.

6. M. Antier, J. Le Dortz, J. Bourderionnet, C. Larat, E. Lallier, L. Daniault, I. Fsaifes, A. Heilmann, S. Bellanger, C. Simon Boisson, J-C. Chanteloup and A. Brignon, « XCAN project : Coherent beam combining of large number fibers in femtosecond regime, » SPIE Defense&Security 2016 n°ESD16-SD107-2

7. J. Le Dortz, A. Heilmann, M. Antier, J. Bourderionnet, C. Larat, E. Lallier, L. Daniault, I. Fsaifes, S. Bellanger, C. Simon Boisson, J-C. Chanteloup and A. Brignon, « Coherent beam

combining of 19 fibers in the femtosecond regime, » Europhoton 2016, FWG-1.3 Europhysics Conference Abstracts Volume 40 B, ISBN 979-10-96389-00-1

8. J. Le Dortz, A. Heilmann, M. Antier, J. Bourderionnet, C. Larat, I. Fsaifes, L. Daniault, S. Bellanger, C. Simon Boisson, J-C. Chanteloup, E. Lallier and A. Brignon, « Coherent beam combining of 19 fibers in femtosecond regime, » JNOG 2016 n°397

9. J. Le Dortz, M. Antier, J. Bourderionnet, C. Larat, A. Heilmann, I. Fsaifes, L. Daniault, S. Bellanger, C. Simon Boisson, J-C. Chanteloup, E. Lallier and Arnaud Brignon, « Coherent beam combining of 19 fibers in femtosecond regime, » in CLEO2016, paper 2480978, San Jose 5-10 June 2016.

10. J. Le Dortz, M. Antier, J. Bourderionnet, C. Larat, E. Lallier, L. Daniault, S. Bellanger, C. Simon Boisson, J-C. Chanteloup and Arnaud Brignon, « Pulsed interferometric phase measurement for coherent beam combining, » in Photonics West 2016, Poster 9728-86, San Francisco 13-18 February 2016.

11. J. Le Dortz, M. Antier, J. Bourderionnet, C. Larat, E. Lallier, L. Daniault, S. Bellanger, I. Fsaifes, A. Heilmann, C. Simon Boisson, J-C. Chanteloup and Arnaud Brignon, « Femtosecond Coherent Beam Combination For X-CAN, » in OPTRO-2016, papier n°104, Paris 2-4 février 2016.

12. J. Le Dortz, M. Antier-Murgey, J. Bourderionnet, C. Larat, E. Lallier, C. Scarcella, J. Su Lee, P. O'Brien, T. Spuesens, G. Lepage, P. Verheyen, P. Absil et A. Brignon, « Modulateurs de phase et démultiplexeurs intégrés sur un circuit photonique en silicium pour la combinaison cohérente de fibres optiques, » in JNOG/Optique Bretagne-2015, Rennes 6-9 juillet 2015

Références bibliographiques

- [1] C. Wagner and N. Harned, "EUV lithography: Lithography gets extreme," *Nature Photonics*, vol. 4, no. 1, 2010.
- [2] R. Souldard, M. N. Quinn, T. Tajima and G. Mourou, "ICAN: A novel laser architecture for space debris removal," *Acta Astronautica*, vol. 105, no. 1, pp. 192-200, 2014.
- [3] K. W. D. Ledingham, J. Magill, P. McKenna, J. Yang, J. Galy, R. Schenkel, J. Rebizant, T. McCanny, S. Shimizu, L. Robson, R. Singhal, M. Wei, S. Mangles, P. Nilson, K. Krushelnick, R. Clarke and R. P. Singhal, "Laser-driven photo-transmutation of ^{129}I —a long-lived nuclear waste product," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 36, no. 18, 2003.
- [4] C. G. R. Geddes, C. Toth, J. van Tilborg, E. Esarey, C. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary and W. Leemans, "High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding," *Nature*, vol. 431, no. 7008, p. 538, 2004.
- [5] G. Mourou, B. Brocklesby, T. Toshiki and J. Limpert, "The future is fibre accelerators," *Nature*, vol. 7, pp. 258-261, 2013.
- [6] J. Bourderionnet, C. Bellanger, J. Primot and A. Brignon, "Collective coherent phase combining of 64 fibers," *Opt. Express*, vol. 19, pp. 17053-17058, 2011.
- [7] M. Antier-Murgey, Mesure interférométrique de phase et application à la combinaison cohérente d'un grand nombre de fibres amplificatrices, Thèse de doctorat, 2014.
- [8] E. Ippen, "Passive mode locking of the cw dye laser," *Applied Physics Letters*, no. 21, 1972.
- [9] D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Optics Communications*, vol. 56, p. 219-221, 1985.
- [10] Y. Chu, X. Liang, L. Yu, Y. Xu, L. Xu, L. Ma, X. Lu, Y. Liu, Y. Leng, R. Li and Z. Xu, "High-contrast 2 Petawatt Ti:sapphire laser system," *Optics Express*, vol. 21, no. 29231, 2013.
- [11] P. Russbueldt, T. Mans, J. Weitenberg, H. D. Hoffmann and R. Poprawe, "Compact diode-pumped 1.1 kW Yb:YAG Innoslab femtosecond amplifier," *Optics letters*, vol. 35, pp. 4169-4171, 2010.
- [12] T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limpert and A. Tünnermann, "Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power," *Optics letters*, vol. 35, 2010.
- [13] C. J. Saraceno, F. Emaury, O. H. Heckl, C. R. E. Baer, M. Hoffmann, C. Schriber, M. Golling, T. Südmeyer and U. Keller, "275 W average output power from a femtosecond thin disk oscillator operated in a vacuum environment," *Optics express*, vol. 20, 2012.

- [14] C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, "High-power fibre lasers," *Nature Photonics*, vol. 7, p. 861–867, 2013.
- [15] H. M. Pask, R. J. Carman, D. C. Hanna, A. C. Tropper, C. J. Mackechnie, P. R. Barber and J. M. Dawes, "Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1-1.2 μm region," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal*, vol. 1, pp. 2-13, 1995.
- [16] D. T Reid, C. M Heyl, R. R Thomson, R. Trebino, G. Steinmeyer, H. H Fielding, R. Holzwarth, Z. Zhang, P. Del'Haye, T. Südmeyer, G. Mourou, T. Tajima, D. Faccio, F. J M Harren and G. Cerullo, "Roadmap on ultrafast optics," *J. Opt*, vol. 18, no. 9, 093006, 2016.
- [17] F. Jansen, F. Stutzki, H.-J. Otto, T. Eidam, A. Liem, C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, "Thermally induced waveguide changes in active fibers," *Optics express*, vol. 20, p. 3997–4008, 2012.
- [18] B. Ward, C. Robin and I. Dajani, "Opt. Express," *Origin of thermal modal instabilities in large mode area fiber amplifiers*, vol. 20, pp. 11407-11422, 2012.
- [19] S. Naderi, I. Dajani, T. Madden and C. Robin, "Investigations of modal instabilities in fiber amplifiers through detailed numerical simulations," *Opt. Express*, vol. 21, pp. 16111-16129, 2013.
- [20] E. Brookner, "Phased-array radars," *Scientific American*, pp. 76-84, 1985.
- [21] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, "Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power," *Opt. Express*, vol. 19, pp. 255-260, 2011.
- [22] W. Z. Chang, T. Zhou, L. A. Siiman and A. Galvanauskas, "Femtosecond pulse spectral synthesis in coherently-spectrally combined multi-channel fiber chirped pulse amplifiers," *Optics express*, vol. 21, no. 3, pp. 3897-3910, 2013.
- [23] J. A. Cox, W. P. Putnam, A. Sell, A. Leitenstorfer and F. X. Kärtner, "Pulse synthesis in the single-cycle regime from independent mode-locked lasers using attosecond-precision feedback," *Optics letters*, vol. 37, no. 17, pp. 3579-3581, 2012.
- [24] F. Guichard, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, C. Hönninger, F. Morin, F. Druon, E. Mottay and P. Georges, "Two-channel pulse synthesis to overcome gain narrowing in femtosecond fiber amplifiers," *Optics letters*, vol. 38, no. 24, pp. 5430-5433, 2013.
- [25] E. Seise, A. Klenke, J. Limpert and A. Tünnermann, "Coherent addition of fiber-amplified ultrashort laser pulses," *Opt. Exp.*, vol. 18, 2010.
- [26] L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, E. Mottay, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon and P. Georges, "Coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers," *Opt. Lett.*, vol. 36, 2011.
- [27] E. C. Cheung, J. G. Ho, G. D. Goodno, R. R. Rice, J. Rothenberg, P. Thielen, M. Weber and M. Wickham, "Diffractiveoptics-based beam combination of a phase-locked fiber laser array," *Opt. Lett.*, vol. 36, 2008.

- [28] J. T. Zapata-Rodríguez and M. Caballero, "Isotropic compensation of diffraction-driven angular dispersion," *Opt Lett.*, vol. 32, 2007.
- [29] T. Zhou, T. Sano and R. Wilcox, "Coherent combination of ultrashort pulse beams using two diffractive optic," *Optics Letters*, vol. 42, no. 21, 2017.
- [30] C. T. DeRose, R. D. Kekatpure, D. C. Trotter, A. Starbuck, J. R. Wendt, A. Yaacobi, M. R. Watts, U. Chettiar, N. Engheta and P. S. Davids, "Electronically controlled optical beam-steering by an active phased array of metallic nanoantennas," *Optics express*, vol. 21, no. 4, pp. 5198-5208, 2013.
- [31] S. Zhou, F. W. Wise and D. G. Ouzonov, "Divided-pulse amplification of ultrashort pulses," *Optics letters*, vol. 32, no. 7, pp. 871-873, 2007.
- [32] M. Kienel, A. Klenke, T. Eidam., S. Hädrich, J. Limpert and A. Tünnermann, "Energy scaling of femtosecond amplifiers using actively controlled divided-pulse amplification," *Opt. Lett.*, vol. 39, pp. 1049-1052, 2014.
- [33] L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, E. Mottay, F. Druon and P. Georges, "Passive coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers," *Opt. Lett.*, vol. 36, pp. 4023-4025, 2011.
- [34] M. Hanna, D. N. Papadopoulos, L. Daniault, F. Druon, P. Georges and Y. Zaouter, Coherent beam combining, A. B. (Wiley-VCH), Ed., 2013, p. 277–301.
- [35] S. Augst, T. Fan and A. Sanchez, "Coherent beam combining and phase noise measurement of Yb fiber amplifiers," *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 5, p. 474–476, 2004.
- [36] A. Klenke, S. Breilkopf, M. Kienel, T. Gottschall, T. Eidam, S. Hädrich, J. Rothhardt, J. Limpert and A. Tünnermann, "530 W, 1.3 mJ, four-channel coherently combined femtosecond fiber chirped-pulse amplification system," *Opt. Lett.*, vol. 38, pp. 2283-2285, 2013.
- [37] A. Klenke, S. Breilkopf, M. Kienel, T. Gottschall, T. Eidam, S. Hädrich, J. Rothhardt, J. Limpert and A. Tünnermann, "530 W, 1.3 mJ, four-channel coherently combined femtosecond fiber chirped-pulse amplification system," *Optics letters*, vol. 38, no. 13, pp. 2283-2285, 2013.
- [38] T. Hansch and B. Couillaud, "Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity," *Optics Communications*, vol. 35, pp. 441-444, 1980.
- [39] M. Müller, A. Klenke, H. Stark and al., "16 Channel Coherently-Combined Ultrafast Fiber Laser," *Advanced Solid State Lasers Optical Society of America*, 2017.
- [40] T. Shay, "Self-synchronous locking of optical coherence by single-detector electronic frequency tagging". Washington, DC: U.S. Patent and Trademark Office. Patent 7,058,098, 2006.
- [41] T. Shay, V. Benhamb, J. T. Baker, B. W., A. Sanchez, M. Culpeppera, D. Pilkington, J. Springa, D. Nelsona and C. Lua, "First experimental demonstration of self synchronous phase locking of an optical array," *Optics Express*, vol. 14, 2006.

- [42] A. Azarian, P. Bourdon, L. Lombard, Y. Jaouën and O. Vasseur, "Orthogonal coding methods for increasing the number of multiplexed channels in coherent beam combining," *Appl. Opt.*, vol. 53, pp. 1493-1502, 2014.
- [43] A. Flores, B. Pulford, C. Robin, A. C. Lu and M. T. Shay, "Coherent beam combining of fiber amplifiers via LOCSET," *A. Brignon ed. Weinheim: Wiley-VCH*, 2013.
- [44] A. Azarian, "Combinaison cohérente de lasers à fibre : Etude en régime impulsionnel et mise en phase d'un grand nombre d'émetteurs," *Thèse de doctorat de Télécom ParisTech*, 2012.
- [45] L. A. Siiman, W.-Z. Chang, T. Zhou and A. Galvanauskas, "Coherent femtosecond pulse combining of multiple parallel chirped pulse fiber amplifiers," *Opt. Exp.*, vol. 20, 2012.
- [46] T. Weyrauch, M. Vorontsov, G. Carhart, L. Beresnev, A. Rostov, E. Polnau and L. J.J., "Experimental demonstration of coherent beam combining over a 7km propagation path," *Optics Letters*, vol. 36, pp. 4455-4457, 2011.
- [47] L. Ramirez, M. Hanna, G. Bouwmans, H. El Hamzaoui, M. Bouazaoui, D. Labat, K. Delplace, J. Pouysegur, F. Guichard, P. Rigaud, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot, A. Barthélémy, F. Prévost, L. Lombard, Y. Zaouter and F. Druon, "Coherent beam combining with an ultrafast multicore Yb-doped fiber amplifier," *Opt. Express*, vol. 23, pp. 5406-5416, 2015.
- [48] D. Kabeya, V. Kermene, M. Fabert, J. Benoist, A. Desfarges-Berthelemot and A. Barthelemy, "Active coherent combining of laser beam arrays by means of phase-intensity mapping in an optimization loop," *Opt. Express*, vol. 23, pp. 31059-31068, 2015.
- [49] R. W. Gerchberg, "A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures," *Optik (Stuttg.)*, vol. 35, 1972.
- [50] D. Kabeya, V. Kermène, M. Fabert, J. Benoist, J. Saucourt, A. Desfarges-Berthelemot and A. Barthélémy, "Efficient phase-locking of 37 fiber amplifiers by phase-intensity mapping in an optimization loop," *Opt. Express*, vol. 25, pp. 13816-13821.
- [51] C. Yu, J. Klansky, S. Shaw, D. Murphy and C. Higgs, "Coherent beam combining of a large number of PM fibers in a 2-D array," *Electronics Letters*, vol. 42, no. 18, 2006.
- [52] J. Primot, "Three-wave lateral shearing interferometer," *Applied Optics*, vol. 32, no. 31, 1993.
- [53] C. Bellanger, "Techniques collectives pour la recombinaison cohérente d'un grand nombre de fibres laser," *Thèse de doctorat Université Paris Sud-Paris XI*, 2010.
- [54] M. Antier, J. Bourderionnet, C. Larat, E. Lallier, J. Primot and A. Brignon, "kHz Closed Loop Interferometric Technique for Coherent Fiber Beam Combining," *JSTQE*, vol. 20, no. 5, pp. 182-187, 2014.
- [55] 11146, ISO Standard, *Lasers and laser-related equipment—Test methods for laser beam widths, divergence angles, and beam propagation ratios*, 2005.

- [56] S. Ruschin, E. Yaakobi and E. Shekel, "Gaussian content as a laser beam quality parameter," *Appl. Opt.*, vol. 50, no. 22, pp. 4376-4381, 2011.
- [57] N. Hodgson and H. Weber, *Optical Resonators*, Springer, 1996, p. 99.
- [58] D. Marcuse, "Loss analysis of single-mode fiber splice," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 56, p. 703, 1977.
- [59] M. Antier-Murgey, *Mesure interférométrique de phase et application à la combinaison cohérente d'un grand nombre de fibres amplificatrices*, Doctoral dissertation, Paris 1, 2014.
- [60] K. Pearson, "Notes on regression and inheritance in the case of two parents," vol. 58, pp. 240-242, 1895.
- [61] J. A. Nelder and R. Mead, "A simplex method for function minimization," vol. 7, no. 4, pp. 308-313, 1965.
- [62] S. Kirkpatrick, C. D. Gelatt and M. P. Vecchi, " Optimization by simulated annealing," *Science*, vol. 220, no. 4598, pp. 671-680, 1983.
- [63] A. Heilmann and al., "Coherent beam combining of seven femtosecond chirped-pulse fiber amplifiers using an interferometric phase measurement technique," *CLEO: Science and Innovations. Optical Society of America*, 2018.
- [64] G. Canat, L. Lombart, P. Bourdon, V. Jolivet and O. Vasseur, "Etude du bruit de phase dans un amplificateur à fibre de forte puissance," in *28ième Journée Nationales de l'Optique Guidée*, 2009.
- [65] A. Cagigas Miguel, P. J. Valle and M. P. Cagigal, "Super-Gaussian apodization in ground based telescopes for high contrast coronagraph imaging," *Opt. Express*, vol. 21, no. 10, pp. 12744-12756, 2013.
- [66] C. Pruss, E. Garbusi and W. Osten, "Testing Aspheres," *Optics & Photonics News*, vol. 19, no. 4, pp. 24-29, 2008.
- [67] G. Forbes, "Shape specification for axially symmetric optical surfaces," *Opt. Express*, vol. 15, no. 8, p. 5218-5226, 2007.
- [68] P. E. Goodwin and J. C. Wyant, "SPIE Press," *Field Guide to Interferometric Optical Testing*, 2006.

Titre : Mise en phase active de faisceaux laser issus de fibres en régime femtoseconde par méthode interférométrique

Mots clés : Combinaison cohérente, mise en phase, sources femtosecondes, fibres optiques

Résumé : Un grand nombre d'applications futures nécessite des impulsions femtosecondes de haute énergie et à haut taux de répétition.

La combinaison cohérente de fibres amplificatrices par mesure interférométrique de phase a prouvé (record de 64 fibres combinées en régime continu) être une excellente candidate pour combiner un grand nombre de faisceaux (besoin jusqu'à plus de 10 000 fibres pour l'accélération de particules).

La collaboration XCAN entre l'École Polytechnique et Thales, vise à démontrer la combinaison cohérente de 61 fibres amplificatrices en régime femtoseconde. Les travaux menés au cours de cette thèse s'inscrivent dans ce projet.

Afin d'étudier les points durs inhérents au régime femtoseconde la méthode interférométrique a été implémentée sur un démonstrateur non-amplifié de 19 fibres. Celle-ci a ensuite été testée sur le démonstrateur avec amplification.

Nous présentons également des travaux menés afin d'augmenter l'efficacité de combinaison. Pour cela, nous avons réalisé une mise en forme de faisceaux issus des fibres de la tête optique. Cette mise en forme, gaussien vers super-gaussien, est réalisée à l'aide de deux réseaux de lames de phase dont nous présenterons le calcul des profils asphériques.

Ces travaux de thèse présentent ainsi les premiers pas vers une nouvelle architecture laser massivement parallèle, capable de délivrer à la fois une haute puissance crête et une haute puissance moyenne.

Title : Active phasing of laser fiber beams in the femtosecond regime with an interferometric method

Keywords : Coherent combination, phasing, femtosecond pulses, optical fibers

Abstract : A large number of future applications have a growing need in high energy pulses at high repetition rate.

Coherent beam combining with an interferometric phase measurement proved (record of 64 fiber beams combined in the cw regime) to be an excellent candidate to combine a large number of fiber beams (need up to 10 000 fibers for particle acceleration).

The XCAN project, a collaboration between l'École Polytechnique and Thales, aims to realize a demonstrator of 61 laser fiber beams coherently combined in the femtosecond regime. The works presented in this thesis are part of this project.

In order to study the hard points inherent to the femtosecond regime, the interferometric method was studied on a non-amplified demonstrator of 19 fibers.

We present also the works done to increase the combining efficiency. To do this, we realized a beam shaping of the fiber array output beams. This beam shaping, gaussian to super-gaussian, is done with two arrays of phase plates. The aspherical profiles calculation is described.

The works of this manuscript are the first steps towards a new massively parallel laser architecture, able to provide both high peak and high average power.

