



**HAL**  
open science

## Sources laser femtoseconde à fibre optique

Marc Hanna

► **To cite this version:**

Marc Hanna. Sources laser femtoseconde à fibre optique. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2013. tel-00806296

**HAL Id: tel-00806296**

**<https://theses.hal.science/tel-00806296>**

Submitted on 29 Mar 2013

**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.

# UNIVERSITE PARIS SUD

## Habilitation à diriger des recherches

Spécialité : Physique

Marc Hanna

**Sources laser femtoseconde à fibre optique**

**Fiber optic femtosecond laser sources**

Soutenue le 25/03/2013 devant le Jury composé de :

Anne Amy-Klein	Professeur Université Paris 13	Examinatrice
Alain Barthélémy	Directeur de recherche au CNRS	Rapporteur
Fabien Bretenaker	Directeur de recherche au CNRS	Examineur
Patrick Georges	Directeur de recherche au CNRS	Examineur
Manuel Joffre	Directeur de recherche au CNRS	Rapporteur
Hervé Maillotte	Directeur de recherche au CNRS	Rapporteur



## Sommaire

Curriculum Vitae.....	5
Introduction.....	6
Contexte scientifique .....	6
Parcours et plan du manuscrit .....	7
1 Optique ultrarapide pour les télécommunications.....	7
1.1 Bruit de phase dans les systèmes de télécommunications.....	8
1.1.1 Théorie de perturbation des solitons .....	9
1.1.2 Méthode des moments .....	9
1.2 Caractérisation d’impulsions.....	10
1.3 Sources d’impulsions picosecondes .....	11
1.3.1 Source pour le multiplexage temporel et mesures des fluctuations d’intensité et de position temporelle .....	11
1.3.2 Source multi-longueur d’onde .....	12
1.3.3 Lentille temporelle non linéaire .....	14
2 Sources femtoseconde à fibre optique .....	16
2.1 Amplification sans étireur .....	17
2.1.1 Phase spectrale du troisième ordre en régime parabolique.....	17
2.1.2 Régime parabolique au-delà de la bande de gain.....	19
2.1.3 Amplification sans étireur dominé par l’automodulation de phase .....	20
2.1.4 Contrôle actif de la phase spectrale dans les amplificateurs non linéaires .....	21
2.2 Amplification à dérive de fréquence .....	23
2.2.1 Amplification paramétrique femtoseconde dans les fibres.....	23
2.2.2 Amplification à dérive de fréquence avec contrôle des non linéarités.....	24
2.3 Compression externe .....	26
2.3.1 Elargissement spectral par automodulation de phase.....	27
2.3.2 Elargissement spectral par génération de polarisation croisée .....	27
3 Source femtoseconde à 1.6 $\mu\text{m}$ pour la chirurgie de l’œil.....	28
4 Combinaison cohérente en régime femtoseconde.....	30
4.1 Combinaison active .....	30
4.2 Combinaison passive .....	34

4.3 Combinaison passive spatio-temporelle .....	37
4.4 Fibres multicoeurs .....	39
Conclusion et ouverture.....	40
Combinaison cohérente en régime femtoseconde : aspects collectifs.....	41
Amplificateur à fibre multicoeur femtoseconde.....	42
Autres additions cohérentes : amplification d'impulsions divisées, synthèse d'impulsion, et cavités résonantes.....	43
Références.....	44
Collaborations et projets.....	45
Encadrements.....	46
Enseignement.....	47
Liste de publications.....	48

# Curriculum Vitae

**Marc Hanna**

**Chargé de recherche au CNRS depuis le 01/10/2001**

Né le 04/09/1974

## Formation initiale

1996 : **Ingénieur** de **Telecom SudParis**, option Systèmes et techniques micro-ondes et optiques

1996 : **D.E.A.** Systèmes de Communications de l'**Université de Marne-la-Vallée**

2000 : **Doctorat** spécialité Sciences pour l'Ingénieur de l'**Université de Franche-Comté**

## Parcours professionnel

1997-2000 : **Doctorant** au laboratoire **FEMTO-ST**, Besançon

Système de communication optique par modulation de phase différentielle de solitons

2000-2001 : **Chercheur post-doctoral** au **Georgia Institute of Technology**, Atlanta, USA

Démultiplexage temporel tout-optique par génération de second harmonique par la surface (technologie semiconducteurs III-V AlGaAs en salle blanche), sources impulsionnelles subpicosecondes à semiconducteurs.

2001-2005 : **Chargé de recherche CNRS** au laboratoire **FEMTO-ST**, Besançon

Génération et caractérisation d'impulsions optiques ultrabrèves pour les télécommunications, bruit de phase dans les systèmes optiques amplifiés, cryptage haut-débit par masquage sous une porteuse chaotique

Depuis 2006 : **Chargé de recherche CNRS** au laboratoire **Charles Fabry** de l'Institut d'Optique, Palaiseau

Lasers et amplificateurs à fibre en régime femtoseconde, Optique ultrarapide non linéaire. Combinaison cohérente et contrôle de front d'onde.

## Introduction

### Contexte scientifique

L'utilisation des fibres optiques a révolutionné les systèmes de communications, en permettant la propagation des signaux lumineux sur des longues distances avec des pertes remarquablement faibles. Jusqu'à la fin des années 1980, il fallait toutefois périodiquement régénérer le signal optique portant l'information en convertissant ce dernier en signal électronique. La mise au point des amplificateurs optiques à fibre dopée erbium a permis de s'affranchir de ce traitement électronique, ce qui a permis l'explosion du débit d'information transitant dans les liaisons fibrées.

Les forts enjeux sociétaux et économiques liés aux télécommunications ont alors déclenché dans les années 1990 un énorme effort de recherche et technologie qui a mené à la maturation de nombreuses idées, et des composants optiques associés. Ces développements ont notamment concerné la génération de lumière (diodes laser, lasers et amplificateurs à fibre), la manipulation de la lumière et le traitement de l'information (modulateurs, composants associés au multiplexage en longueur d'onde), la détection (photodiodes rapides et électronique associée). En particulier, la montée en débit des systèmes a poussé l'exploration de deux voies : l'utilisation d'impulsions optiques de plus en plus courtes pour porter l'information (multiplexage temporel), et la transmission simultanée de plusieurs flux d'information sur des longueurs d'onde différentes (multiplexage spectral). Ceci a largement motivé de nombreux travaux sur la propagation d'impulsions optiques courtes dans les fibres optiques, avec l'exploration détaillée des effets physiques qui interviennent dans cette propagation : dispersion chromatique, effets non-linéaires, régime de propagation soliton, propagation dans des liaisons optiques amplifiées, régime de propagation parabolique. Durant les dix dernières années, une part croissante des efforts de recherche et développement a porté sur les aspects de théorie des communications, incluant les formats de modulation, les codes correcteurs d'erreur, et les aspects d'efficacité spectrale.

Du point de vue des sources laser d'impulsions très courtes, les années 1990 ont été marquées par l'avènement des oscillateurs à base de saphir dopé titane (Ti:Sa). Ce matériau atypique permet la génération d'impulsions optiques extrêmement brèves, et la technique de l'amplification à dérive de fréquence permet leur amplification pour atteindre des valeurs de puissance crête extrêmes. Cependant, la relative complexité des lasers Ti:Sa, ainsi que leur puissance moyenne limitée, a conduit au développement de solutions alternatives impliquant le pompage direct par diode laser durant les années 2000. Une des solutions développées consiste à utiliser les fibres optiques, dont la filière technologique est très mature du fait des développements en télécommunications, pour générer et amplifier des impulsions femtoseconde, à des puissances moyennes très élevées (jusqu'à 800 W aujourd'hui). Le principal problème des sources femtoseconde à fibre optique provient de la forte intensité crête présente dans le cœur de la fibre, qui induit des effets non linéaires, voire un endommagement optique du matériau. Une grande partie de l'activité scientifique et technologique autour de ces sources a consisté à trouver des solutions pour repousser les limites d'apparition de ces effets indésirables, soit en mettant au point des fibres optiques dont le cœur est plus grand tout en conservant son caractère monomode (fibres à large aire modale), soit en mettant en œuvre des architectures laser permettant d'abaisser l'intensité crête (amplification à dérive de fréquence [Strickland 1985], amplification à impulsions divisées [Zhou 2007], combinaison cohérente [Shay

2007], soit en utilisant des régimes d'amplification dans lesquels les effets non linéaires sont mis à profit (amplification parabolique [Fermann 2000]).

Les développements en télécommunications optiques et en sources impulsionnelles fibrées ultrarapides font essentiellement intervenir les mêmes notions physiques : optique guidée, lasers, optique ultrarapide, propagation, optique non linéaire. Ce document va suivre le développement historique mentionné ci-dessus, en partant de recherches effectuées dans le contexte des télécommunications par fibre optique, à la fois sur la propagation des impulsions dans les liens amplifiés et sur des sources originales. L'orientation thématique change ensuite pour aller vers les sources laser femtoseconde à fibre optique, ce qui coïncide avec mon parcours thématique de recherche. L'accent est mis sur les activités de recherche récentes et actuelles, en particulier sur les idées et expériences concernant la combinaison cohérente d'impulsions ultracourtes.

## **Parcours et plan du manuscrit**

Mon parcours a débuté par une thèse, commencée en 1997, et effectuée au laboratoire FEMTO-ST (Besançon) sur les systèmes de communications optiques utilisant la modulation de phase. Ceci m'a conduit à m'intéresser aux propriétés de propagation des solitons, ainsi qu'au bruit de phase engendré par les amplificateurs à fibre optique dopée erbium. J'ai ensuite fait un séjour post-doctoral au Georgia Institute of Technology (Atlanta, 2000-2001), au cours duquel j'ai étudié des sources optiques et méthodes de multiplexage/démultiplexages adaptées à la montée en débit des systèmes de télécommunications multiplexés en temps.

J'ai été recruté au laboratoire FEMTO-ST en 2001 pour poursuivre les activités de recherche sur les télécommunications optiques, en particulier sur les formats de modulations, le bruit de phase dans les liens optiques, et les sources laser picoseconde et les moyens de caractérisation associés. En 2006, j'ai été conduit à réorienter ma thématique de recherche vers les sources laser femtoseconde à fibre de forte puissance, en intégrant le groupe Lasers du laboratoire Charles Fabry (Palaiseau).

Le plan du manuscrit suit ce parcours thématique et géographique, en passant plus rapidement sur les aspects télécommunications qui ne correspondent pas à mes thématiques de recherche actuelles. Le début du manuscrit décrit certains de ces travaux, en commençant par une rapide revue de l'étude menée sur le bruit de phase. Nous nous penchons ensuite sur quelques sources laser impulsionnelles développées dans ce contexte. La suite du manuscrit concerne l'étude de lasers à fibre femtoseconde de puissance, en commençant par les amplificateurs à fibre dopée ytterbium. Nous décrivons ensuite une source développée spécifiquement pour une application biomédicale, la greffe de cornée. Enfin, les techniques de combinaison cohérente d'impulsions femtoseconde développées ces trois dernières années sont abordées.

## **1 Optique ultrarapide pour les télécommunications**

Au cours de la période 2000-2005, mon travail a été orienté vers l'optique ultrarapide dans les fibres pour des applications en télécommunication. Nous mettons dans ce manuscrit l'accent sur deux aspects de ces travaux : d'une part le problème du bruit de phase dans les systèmes amplifiés, qui fait essentiellement appel à la physique de la propagation non linéaire ; d'autre part nous présentons quelques sources laser picoseconde originales développées dans ce contexte, comme transition vers



l'activité de recherche actuelle sur les sources ultrarapides fibrées. Une méthode de caractérisation adaptée à ces impulsions est également présentée.

## 1.1 Bruit de phase dans les systèmes de télécommunications

Nous présentons maintenant les résultats concernant l'étude du bruit de phase dans les systèmes de télécommunications optiques. Jusqu'en 2000 environ, les systèmes de transmission par fibre optique ont fait un usage exclusif du codage de l'information sur l'intensité optique (le développement des systèmes cohérents dans les années 1980 a été arrêté du fait de l'avènement des techniques d'amplification optique). L'utilisation de la phase pour coder l'information dans les systèmes optiques fait l'objet d'un regain d'intérêt considérable depuis 2000. Les motivations sont de trois ordres. Tout d'abord, les systèmes modulés en phase différentielle à détection équilibrée (figure 1) possèdent un avantage de sensibilité de 3 dB par rapport aux systèmes codés en amplitude. De plus, la modulation de phase possède l'avantage d'une meilleure tolérance aux effets de propagation non-linéaires. Enfin, l'utilisation de la phase doit permettre une efficacité spectrale accrue, c'est-à-dire l'occupation d'une bande spectrale moindre à débit égal. Ces avantages apparaissent clairement depuis que la modulation d'intensité atteint ses limites en produit débit-distance.

La figure 1 montre l'émetteur, la ligne de transmission amplifiée, et le récepteur. A l'émission, comme l'information est décodée en comparant la phase optique entre deux impulsions successives par interférométrie, un précodage permet d'éviter la propagation des erreurs. L'information ainsi traitée est imprimée sur les impulsions optiques à l'aide d'un modulateur de phase. A la réception, si la phase relative entre impulsions est intacte, un simple Mach-Zehnder déséquilibré permet de réaliser une interférence entre deux impulsions successives, et de remonter ainsi à l'information initiale. Ainsi, une perturbation de l'état de phase des impulsions se traduit par des erreurs potentielles de transmission.

Le travail présenté dans cette partie concerne l'évaluation d'un effet qui limite les performances de nombreux systèmes optiques codés en phase. Le bruit des amplificateurs optiques utilisés pour compenser les pertes de transmission détériore directement la phase et l'amplitude du signal. Cependant, le bruit d'amplitude est également converti en bruit de phase par le biais de l'automodulation de phase qui couple les deux variables lors de la propagation. Nous avons étudié cet effet et la manière de le combattre dans plusieurs systèmes, décrits ci-après.

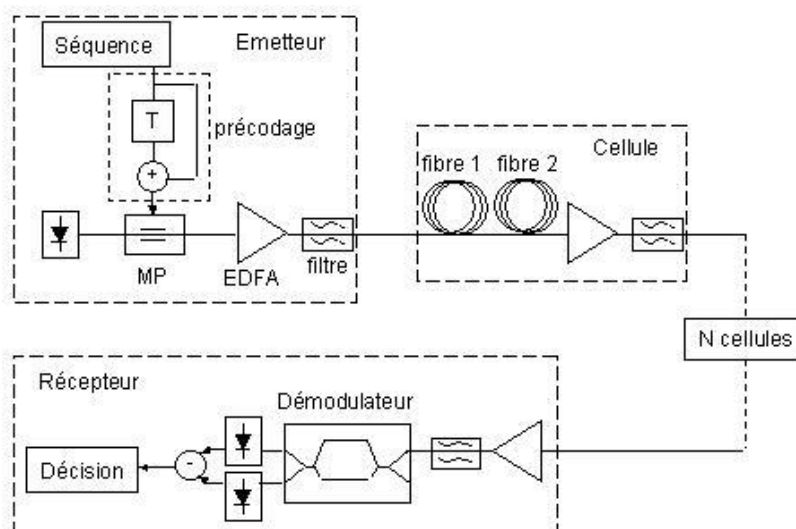


Figure 1 - Système DPSK (Differential Phase Shift Keying) à détection équilibrée. MP : modulateur de phase

### 1.1.1 Théorie de perturbation des solitons

La propagation d'impulsions dans une fibre optique est régie par l'équation de Schrödinger non-linéaire [Agrawal 2006]. Cette équation est intégrable et possède une base de solutions appelées solitons. Ces impulsions se propagent sans se déformer car les deux effets physiques intervenant principalement, la dispersion de vitesse de groupe et l'automodulation de phase, se compensent mutuellement. Il a donc été envisagé d'utiliser ces impulsions particulières comme vecteur de l'information dans les systèmes optiques. Lorsque l'information est codée sur la phase du soliton (on peut montrer qu'un soliton du premier ordre possède une phase constante), les performances du système sont limitées par les fluctuations de cette phase provoquées par le bruit des amplificateurs optiques. Lors de mon travail de thèse, nous avons calculé ces fluctuations en utilisant la théorie de perturbation des solitons, et montré que la variance de la phase croît comme la distance de propagation au cube [P1]. Cet effet est similaire aux fluctuations de position temporelle de même origine (gigue de Gordon-Haus [Gordon 1986]).

Pour réduire l'incertitude de la phase, il faut disposer de moyens de contrôle de la propagation. Suite à une étude du filtrage en ligne réalisée les années précédentes [P1], nous avons étudié l'influence du filtrage glissant sur le bruit de phase. En effet, la présence de filtres en ligne engendre un effet néfaste : dans une telle ligne, une impulsion, qui possède un certain contenu spectral, est plus atténuée que le bruit dont la fréquence correspond exactement au maximum de transmission des filtres. Ce bruit est donc favorisé en termes de bilan de puissance et sa croissance par rapport au signal est exponentielle en fonction de la distance. Pour éviter ce phénomène, un glissement de la fréquence centrale des filtres en fonction de la distance a été proposé dans le cadre de la réduction de gigue de position temporelle. Le bruit voit alors une liaison opaque, alors que le soliton, du fait du caractère non-linéaire de sa propagation, est capable de suivre les filtres. Nous avons étudié l'impact de tels filtres dans le cadre de la gigue de phase, et montré leur inefficacité [P10]. En effet, ces derniers couplent la fréquence centrale de l'impulsion avec son amplitude, ce qui se traduit par une croissance de la gigue de phase comme la distance au cube. Les filtres glissants sont donc inutilisables pour des systèmes codés en phase.

### 1.1.2 Méthode des moments

La théorie de perturbation évoquée ci-dessus n'est valable que dans le contexte assez restreint des liaisons soliton, qui suppose une dispersion constante de la fibre optique. Les systèmes actuels consistent en une alternance de fibres de dispersion normale et anormale, selon la méthode de gestion de dispersion. L'avantage principal de cette méthode est d'obtenir une dispersion globale nulle ou proche de zéro, tout en maintenant une dispersion locale élevée, ce qui réduit considérablement l'efficacité du processus de mélange quatre-ondes entre canaux multiplexés en longueur d'onde. On a ainsi peu de diaphonie non linéaire entre les canaux.

Nous avons développé un outil théorique d'évaluation de la gigue de phase qui est valable dans le cadre de tels systèmes optiques. Cet outil est très général et peut prendre en compte le filtrage en ligne, l'amplification discrète ou continue (EDFA, Raman, paramétrique), et la conjugaison de phase par inversion spectrale [P22]. Il est basé sur la méthode des moments, qui consiste à calculer l'évolution de quantités globales liées à l'impulsion (énergie, phase, etc..) au lieu de calculer

explicitement la propagation du champ optique. Les résultats de cette méthode, comme ceux de la méthode des perturbations, ont été validés par comparaison avec des simulations de Monte Carlo pour plusieurs types de systèmes présentant des effets non-linéaires d'importance différente. Les résultats montrent un effet très bénéfique du filtrage en ligne dans les systèmes à caractère fortement non-linéaire comme les systèmes à solitons en gestion de dispersion [P9 joint, P11].

Ces développements théoriques ont ensuite été complétés par des mesures expérimentales de la gigue de phase dans les systèmes de communications optiques DPSK. Une méthode de mesure basée sur des histogrammes de l'intensité optique après la détection a ainsi été mise au point et validée [P23].

**Encadrement** : David Boivin, thèse (2002-2005)

**Collaboration** : Georgia Institute of Technology (Atlanta)

## 1.2 Caractérisation d'impulsions

La caractérisation complète (amplitude et phase du champ) des impulsions optiques picoseconde est essentielle à la compréhension des phénomènes de propagation observés dans les fibres. Compte tenu des échelles de temps mises en jeu, les méthodes directes sont insuffisantes ou inopérantes. En effet, les photodétecteurs les plus rapides possèdent des réponses impulsionnelles supérieures à 10 ps. De plus, même lorsque les photodétecteurs sont suffisamment rapides, ils ne fournissent aucune information sur la phase optique, quantité intéressante dans de nombreuses applications. Nous présentons ici une géométrie d'autocorrélation résolue en fréquence (FROG pour frequency-resolved optical gating) adaptée aux impulsions utilisées dans les télécommunications optiques et mise au point au laboratoire.

La technique FROG a été inventée en 1991 et permet de caractériser complètement le champ électrique d'une impulsion ultracourte [Trebino 1993]. Le principe de cette mesure est le suivant. L'impulsion à caractériser est envoyée dans un interféromètre à deux ondes qui crée deux répliques de cette impulsion avec un certain écart temporel. Ce signal est envoyé dans un milieu non linéaire dans lequel les deux impulsions interagissent. On mesure alors le spectre optique de cette interaction. En faisant varier le retard entre les deux impulsions, on obtient une trace à deux dimensions appelée spectrogramme, avec en abscisse le retard et en ordonnée la fréquence optique. Des algorithmes permettent de retrouver le champ électrique complet (amplitude et phase) à partir de ce spectrogramme.

Un des problèmes de cette technique est lié à l'interaction non-linéaire (le plus souvent, la génération de second harmonique, SHG pour second-harmonic generation), qui nécessite une intensité optique importante. Cette technique est principalement utilisée pour caractériser des impulsions délivrées par un laser massif de type titane-saphir ayant une puissance crête supérieure au kW. La sensibilité des techniques FROG classiques n'est par contre pas suffisante pour les impulsions typiquement utilisées dans les systèmes de télécommunications, c'est-à-dire pour une puissance crête de l'ordre du mW.

Nous avons donc mis au point une géométrie FROG dont la sensibilité est meilleure de trois ordres de grandeur par rapport aux précédentes géométries. La SHG est remplacée par le mélange quatre-ondes dégénéré dans une fibre optique entre le signal issu du Michelson et une source laser continue

[P8]. On peut montrer que le mélange quatre-ondes produit un signal équivalent à celui engendré par la génération de second harmonique. On peut donc utiliser les mêmes algorithmes d'inversion de trace pour récupérer le profil de l'impulsion. Deux avantages découlent de cette technique : L'interaction ayant lieu dans une structure guidante, l'intensité optique y est très élevée. De plus, la longueur d'interaction peut être de plusieurs kilomètres, à comparer avec au plus 1 cm dans la technique de SHG. L'interaction non linéaire est donc beaucoup plus efficace, et nous avons réalisé la caractérisation d'impulsions de 20 ps ayant une puissance crête de 1 mW.

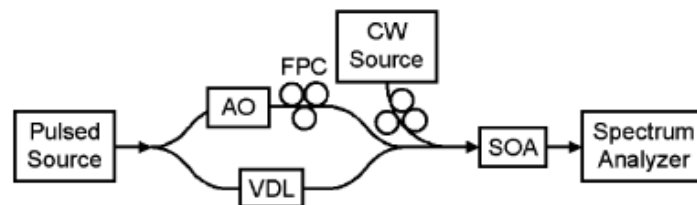


Figure 2 - Géométrie FROG par mélange quatre-ondes dans un amplificateur à semiconducteurs, et exemple d'impulsion caractérisée à l'aide de cette technique.

Le principal désavantage de la géométrie FROG présentée ci-dessus est la faible bande passante optique sur laquelle la caractérisation est possible. En effet, le mélange quatre-ondes n'est efficace qu'autour du zéro de dispersion de vitesse de groupe de la fibre utilisée. Afin de résoudre cette difficulté, nous avons utilisé un amplificateur optique à semiconducteur pour réaliser le mélange quatre-ondes (figure 2) [P15]. Ces derniers sont compacts, possèdent une bonne non-linéarité de troisième ordre, et apportent un gain optique supplémentaire. Ceci nous a permis la caractérisation d'impulsions picosecondes sur toute la bande C avec un dispositif compact et rapide. La dynamique des porteurs dans la structure semi-conductrice ne permet toutefois pas de caractériser les impulsions de durée inférieures à une picoseconde.

Enfin, nous avons tiré parti de la disponibilité de fibres hautement non-linéaire à dispersion nulle sur une large plage de longueurs d'onde autour de 1550 nm pour proposer un dispositif capable de caractériser les impulsions subpicosecondes dans une géométrie de FROG croisé (XFROG) [C17].

**Encadrement** : Pierre-Ambroise Lacourt, post-doc (2004)

### 1.3 Sources d'impulsions picosecondes

Présentant des débits supérieurs à 10 Gbit/s par canal, les systèmes de télécommunications nécessitent l'emploi d'impulsions optiques picoseconde comme porteur de l'information. Cette partie détaille l'étude et la mise au point de trois telles sources au cours de la période 2000-2005. Un certain nombre d'aspects de physique des lasers et d'optique non linéaire ont permis de mettre au point des sources aux performances inédites à cette période.

#### 1.3.1 Source pour le multiplexage temporel et mesures des fluctuations d'intensité et de position temporelle

Nous commençons par présenter une source développée pour une application aux télécommunications optiques multiplexées temporellement à très haut débit, de l'ordre de 160 Gbit/s. L'approche envisagée est de partir d'une diode laser DFB, source privilégiée dans les télécommunications pour ses propriétés spectrales, et de la transformer en une source d'impulsions

courtes (<2 ps) utilisable dans le contexte du très haut débit. Le défi est double : d'une part, la commutation de gain de diodes laser DFB rapide ne permet pas d'atteindre des durées aussi brèves, il faut donc recourir à des étages de compression temporelle supplémentaires. D'autre part, les impulsions sont ensuite empilées à environ 2,5 ps d'intervalle, et doivent donc présenter un excellent contraste cohérent afin d'éviter les interférences entre impulsions successives.

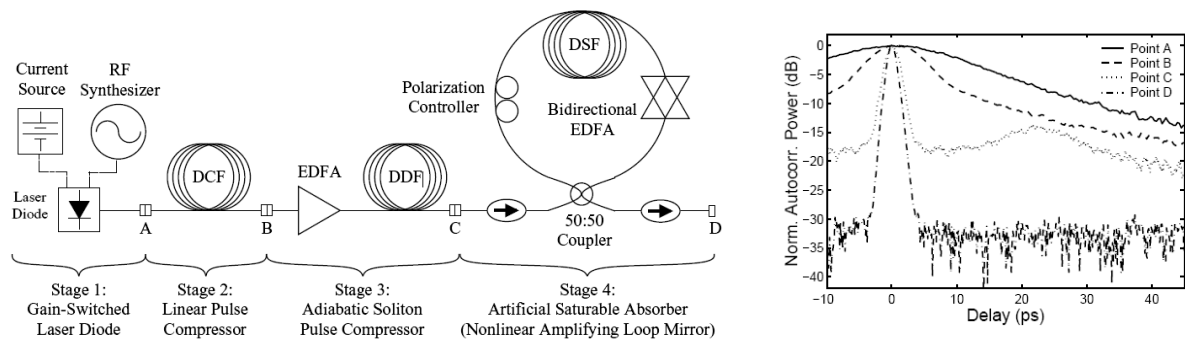


Figure 3 – Architecture de la source picoseconde développée pour le multiplexage temporel, et autocorrélations en divers points de cette source.

La source réalisée dans ce contexte est présentée en fig. 3. Partant d'une diode DFB à commutation de gain, des impulsions de 16 ps sont générées à un taux de répétition de 2,5 GHz. Ces impulsions possèdent une dérive en fréquence du fait du couplage phase-amplitude dans le semi-conducteur, il est donc possible de compenser cette dérive en introduisant une dispersion linéaire normale, ce qui constitue le deuxième étage de la source. En sortie les impulsions font 6 ps, ce qui est toujours supérieur à la durée visée, un étage de compression non linéaire est donc utilisé. Il est basé sur le principe de la compression soliton adiabatique. Une fibre optique dont la dispersion décroît continument (longueur 11 km, dispersion initiale 11 ps/nm.km, dispersion finale 0 ps/nm.km) est insérée après un étage d'amplification. Ce dernier est réglé de sorte que la condition initiale corresponde à un soliton d'ordre 1 pour la dispersion en début de fibre. L'impulsion soliton va ensuite adapter sa durée progressivement à la valeur de dispersion tout au long de la fibre, provoquant ainsi une compression temporelle. En sortie de fibre, les impulsions font 1,5 ps. Le principal problème est alors le contraste cohérent : tout ce qui n'est pas contenu dans le soliton s'est dispersé sous la forme d'un piédestal cohérent, qui s'étend sur plusieurs ps autour de l'impulsion, et peut provoquer des interférences rédhibitoires après le multiplexage temporel. Un quatrième étage de nettoyage temporel basé sur un NALM (Nonlinear Amplifying Loop Mirror) est donc inséré afin d'améliorer de façon sensible le contraste des impulsions. L'influence de ce contraste sur les instabilités en amplitude en situation de multiplexage temporel, ainsi que les fluctuations de position temporelle, ont ensuite été mesurées pour confirmer l'efficacité du nettoyage temporel et l'adéquation de la source aux liens multiplexés en temps [P6].

**Encadrement** : Michael Gross, thèse (2001)

### 1.3.2 Source multi-longueur d'onde

La génération d'impulsions multicolores à partir d'une source unique a fait l'objet de nombreuses études dans divers contextes. Dans le cadre d'un système multiplexé en longueur d'onde, la principale motivation est de remplacer un grand nombre de diodes laser par une source unique, de manière à réduire le coût global. Nous présentons ici un travail qui vise à générer plusieurs longueurs

d'onde à partir d'un seul laser à fibre. L'originalité de ce travail est que les différentes longueurs d'onde sont émises successivement. Plusieurs applications pourraient bénéficier de ce type de laser : la conversion analogique numérique tout-optique, ou encore le CDMA (code-division multiple access) optique à 2 dimensions (temps, longueur d'onde). En effet, dans ces systèmes, chaque utilisateur est identifié par une séquence de fréquences, ou, de manière équivalente, de longueurs d'onde. Plusieurs avantages découlent de ce type de multiplexage : le caractère asynchrone, la flexibilité et la reconfigurabilité du réseau, ainsi qu'une confidentialité intrinsèque. Ces systèmes sont l'équivalent en optique des systèmes à saut de fréquence très utilisés en radiocommunication. Le laser présenté dans cette partie pourrait donc constituer un émetteur adapté au 2-D OCDMA ou à l'échantillonnage optique ultra-rapide.

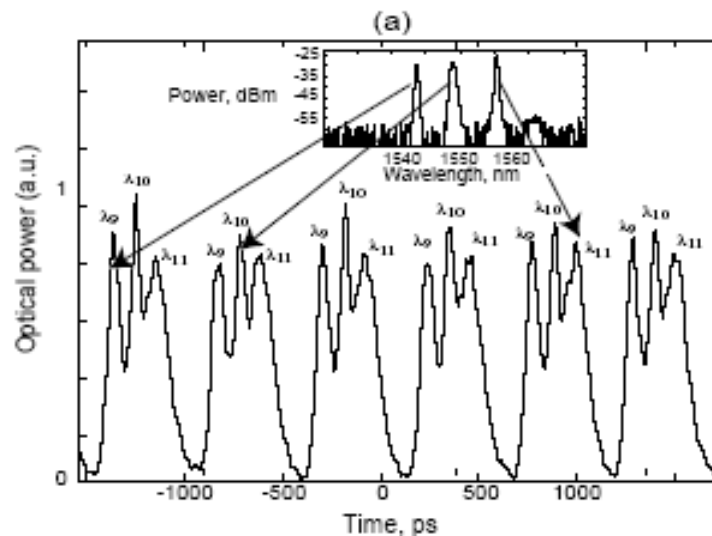
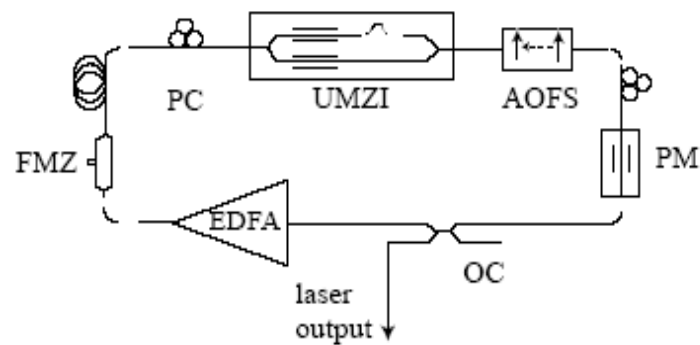


Fig. 4 – Gauche : Schéma de principe du laser multi longueurs d'onde. Droite : Un exemple de signal émis par le laser. UMZI : Unbalanced Mach-Zehnder Interferometer, AOFS : Acousto-Optic Frequency Shifter, FMZ : Fiber Mach-Zehnder, OC : output coupler, PC : Polarization Controller

La cavité laser fibrée en anneau est représentée en figure 4 [P12]. Elle comprend un amplificateur à fibre dopée erbium dont la courbe de gain est aplanie par un filtre adapté, un contrôleur de polarisation, un coupleur de sortie, et un interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré. Ce dernier composant réalise à la fois les fonctions de filtre accordable et de dispositif de blocage de mode. Il est intégré sur niobate de lithium, possède des électrodes large bande permettant une modulation

électro-optique jusqu'à 10 GHz, et la différence de chemin optique fixe entre ses bras est de 40  $\mu\text{m}$ . En statique, ce composant se comporte donc comme un filtre ayant une fonction de transfert sinusoïdale et un intervalle spectral libre de 60 nm. Lorsqu'un signal électrique est appliqué sur ses électrodes, cette fonction de transfert glisse proportionnellement. Chaque longueur d'onde voit une fonction de transfert temporelle en intensité différente. Si, de plus, la fréquence de modulation correspond à un harmonique de la fréquence caractéristique de la cavité, un blocage de mode s'effectue, mais l'émission d'une impulsion à chaque longueur d'onde intervient à des instants différents. La cavité doit en outre posséder une dispersion totale faible afin que la condition de blocage de mode soit la même pour les différentes longueurs d'onde.

Afin d'envisager des applications pratiques, il est nécessaire de contrôler l'émission du laser, et de comprendre plus en profondeur la physique de ce type de blocage de mode. Nous avons donc étudié la possibilité d'ajouter dans la cavité d'éléments permettant de verrouiller les longueurs d'onde émises, et les positions temporelles des impulsions [P14]. En insérant un filtre périodique dans la cavité, réalisé sous la forme d'un interféromètre de Mach-Zehnder à fibre, nous avons vérifié que l'émission laser se calait sur une grille de longueur d'onde définie par les maxima du filtre. D'autre part, l'ajout d'un modulateur de phase ou d'intensité piloté à une fréquence harmonique de la fréquence pilotant le filtre accordable permet de définir une grille temporelle sur laquelle les impulsions vont se synchroniser.

Un exemple de résultat utilisant cette configuration est présenté en figure 4. Trois longueurs d'onde sont émises simultanément à un taux global de 1.8 GHz, correspondant à la fréquence du filtre accordable. Le modulateur de phase additionnel est piloté à 18 GHz, ce qui verrouille l'émission d'impulsion sur une grille temporelle pour chacun des trains. La longueur d'onde de chaque impulsion est déterminée en plaçant un filtre optique en sortie du laser. On vérifie ainsi que les longueurs d'onde sont émises successivement.

Ces travaux ont été également prolongés en essayant de comprendre les mécanismes physiques de ce régime particulier de blocage de mode. Une analyse basée sur l'approximation gaussienne a ainsi permis de déterminer la durée et la dérive de fréquence théoriques des impulsions, donnant ainsi des règles générales pour la conception de ces lasers [P20, **P24 joint**].

**Encadrement** : Jérôme Vasseur, thèse (2002-2005)

**Collaboration** : GIT (Atlanta)

### 1.3.3 Lentille temporelle non linéaire

Le troisième type de source impulsionnelle étudié fait intervenir l'effet de lentille temporelle. Du fait de la dualité entre le phénomène spatial de diffraction et le phénomène temporel de dispersion, on peut comprimer une impulsion en lui imposant une phase temporelle quadratique avant de l'envoyer dans un milieu dispersif. Ce phénomène est formellement analogue à la focalisation spatiale d'un faisceau par une lentille. La compression temporelle obtenue est proportionnelle à l'amplitude de la modulation de phase, ce qui conduit à l'utilisation d'amplificateurs RF de fortes puissances ou de modulateurs de phase à très faible tension demi-onde. Nous avons réalisé une source impulsionnelle basée sur la compression hybride lentille temporelle / soliton dans une fibre unique, ce qui permet d'obtenir des taux de compressions élevés sans utiliser de tels composants spéciaux. Cela a permis la

génération d'un train d'impulsions de 3.2 ps très stable et accordable en longueur d'onde à un taux de répétition de 10 GHz [P17].

Le dispositif expérimental est montré en figure 5. Des impulsions de 50 ps sont initialement sculptées dans un signal optique continu à 1550 nm par un modulateur d'intensité. Un modulateur de phase, piloté de façon synchrone, joue le rôle de modulateur quadratique. Un amplificateur à fibre permet l'ajustement de la puissance en entrée de fibre pour optimiser la compression non linéaire. La fibre de compression est une fibre SMF standard, dont la longueur est ajustée par incréments de 100 m. Les impulsions sont caractérisées en utilisant la technique FROG décrite ci-dessus.

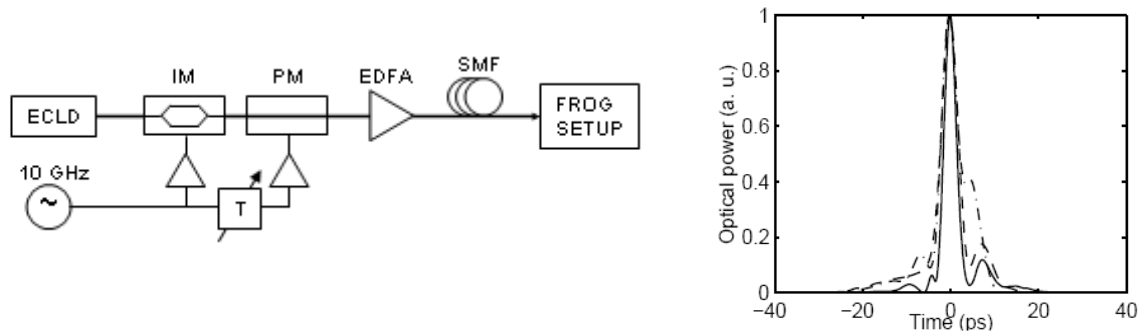


Fig. 5 – Dispositif expérimental de la source, et profils temporels des impulsions obtenues pour différentes longueurs de fibre de compression.

Les impulsions obtenues ont une durée de 3.2 ps, ce qui représente un facteur de compression de 15.6, et le produit  $\Delta\nu\Delta t$  est de 0.46. La puissance crête en ce point est estimée à 4.9 W, ce qui est légèrement inférieur à la puissance soliton correspondante de 5.6 W. Des améliorations peuvent être faites sur la qualité de l'impulsion pour réduire l'énergie présente dans les impulsions satellites, notamment par des techniques de filtrage optique ou de compensation des aberrations du modulateur de phase.

Une caractéristique importante et originale de cette source est qu'elle délivre des impulsions très courtes sans pour autant être basée sur le blocage de mode d'un laser. Les propriétés de stabilité sont donc déterminées essentiellement par l'électronique de contrôle, qui peut être beaucoup plus stable qu'une cavité laser standard. De plus, la longueur d'onde centrale, le taux de répétition, et la durée d'impulsion peuvent être continuellement accordés, fournissant ainsi une source très polyvalente. Plus récemment, une équipe de l'université de Cornell a montré la génération d'impulsions femtoseconde en utilisant une variante de cette méthode [Van Howe 2007].

**Collaboration** : Projet européen OCCULT, ACI Transchaos

Nous passons maintenant à la description de l'activité de recherche menée au laboratoire Charles Fabry sur les sources femtoseconde basées sur les amplificateurs à fibre optique. Cette transition thématique et géographique dans mon parcours de recherche présente à la fois une continuité et un changement assez radical. La continuité se situe au niveau de la physique utilisée pour décrire les effets, qui est essentiellement la même : optique non linéaire, optique guidée, impulsions brèves, lasers. Les ordres de grandeur pour les phases non linéaires accumulées typiques sont aussi comparables : puissance moyenne mW, puissance crête W, distance de propagation km pour les sources en télécommunications, puissance moyenne W, puissance crête kW, distance de propagation



m pour les amplificateurs à fibre femtoseconde. La notion de phase optique est également restée au centre de mes préoccupations, avec les systèmes de télécommunications DPSK d'un côté, et la combinaison cohérente d'amplificateurs de l'autre.

Les conditions expérimentales sont en revanche assez différentes entre ces deux activités, puisque dans la majeure partie des expériences décrites ci-après, la fibre optique n'est qu'un composant dans un système laser par ailleurs réalisé avec des faisceaux se propageant en espace libre. Ceci entraîne des nouveautés également sur le plan de la physique, en ajoutant la dimension spatiale du faisceau, ce qui peut enrichir (ou complexifier) la physique considérablement, notamment avec les effets de couplage spatio-temporel. Enfin, les impulsions manipulées passent du domaine picoseconde au domaine femtoseconde, faisant ainsi intervenir des effets de propagation d'ordre supérieur.

## 2 Sources femtoseconde à fibre optique

Les sources laser de puissance à fibre optique ont connu un essor considérable depuis quelques années, d'une part grâce aux progrès réalisés sur les diodes laser de pompe, et d'autre part grâce à la géométrie « double-clad » et les fibres à large aire modale. Nous avons travaillé à l'amplification de puissance d'impulsions femtoseconde dans les fibres optiques dopées ytterbium, en étudiant des moyens d'obtenir les impulsions amplifiées les plus énergétiques et courtes possibles. En effet, les amplificateurs à fibre optique présentent un gain très important, et sont donc très sensibles au rétrécissement spectral par le gain, ce qui conduit à des durées d'impulsions élargies en sortie du système d'amplification. Les architectures et technologies utilisées pour réaliser la montée en puissance des systèmes femtoseconde à fibre tout en préservant une durée courte sont assez variées.

Pour la montée en énergie, le principal obstacle est la faible aire du mode spatial fondamental dans les fibres optiques monomodes. Ce confinement exacerbe les effets non linéaires et entraîne un seuil de dommage optique assez bas, facilement atteint dans les systèmes impulsionnels de forte énergie. La totalité des expériences présentées a donc fait usage de fibres optiques à large aire modale, obtenues en réduisant l'ouverture numérique du cœur. Un autre moyen d'abaisser l'intensité optique est d'utiliser la dimension temporelle pour réduire la puissance crête. L'architecture d'amplification à dérive de fréquence est utilisée dans ce but (2.2.2). Enfin, pour aller plus loin en énergie, nous avons étudié la possibilité de répartir l'amplification spatialement sur plusieurs fibres ou plusieurs cœurs au sein d'une même fibre (4).

Pour obtenir des durées d'impulsions courtes de systèmes à fibre, l'obstacle principal réside dans la bande de gain limitée de l'ion ytterbium dans les fibres. Plusieurs approches sont possibles pour contourner ce phénomène. Le premier consiste à utiliser un autre mécanisme d'amplification, dont la bande peut être plus large, c'est ce que nous avons fait en examinant la possibilité d'amplification paramétrique dans les fibres (2.2.1). Si on veut bénéficier de la capacité de stockage d'énergie de l'amplification par émission stimulée dans les fibres ytterbium, on peut tenter d'exploiter les effets non linéaires pour créer du contenu spectral et ainsi obtenir des impulsions amplifiées plus courtes, soit dans une architecture sans étireur (2.1), soit dans un système à dérive de fréquence (2.2.2). Ceci suppose une maîtrise de la phase spectrale, ce qui peut être fait à l'aide d'un contrôle actif (2.1.4). Une autre approche possible pour obtenir des impulsions courtes est d'ajouter une étape de compression temporelle après l'amplification, en utilisant un effet non linéaire (2.3).

## 2.1 Amplification sans étireur

Afin de s'affranchir de cet effet, nous avons conduit une étude des régimes de propagation non linéaire sans étireur, qui permettent de créer du contenu spectral, en commençant par le régime parabolique identifié en 2000 [Fermann 2000]. Notre démarche a été de comprendre et maîtriser les aspects de phase spectrale acquise lors de la propagation non linéaire pour être capable de comprimer les impulsions et d'obtenir une bonne qualité temporelle. Ceci nous a permis d'obtenir des performances en terme de couple « durée d'impulsion – énergie » inédites, dans des systèmes simples et supportant les fortes puissances moyennes.

### 2.1.1 Phase spectrale du troisième ordre en régime parabolique

Le régime d'amplification parabolique correspond à la solution asymptotique de l'équation de propagation dans une fibre pour laquelle sont pris en compte les effets de dispersion de vitesse de groupe, automodulation de phase, et gain. Dans ce cas, l'impulsion en entrée est amplifiée, son profil s'élargit à la fois dans les domaines temporel et spectral, et converge vers une forme parabolique (Cf. Fig. 6). Cette évolution se fait conjointement avec le développement d'une dérive en fréquence parfaitement linéaire. Ce régime est donc particulièrement attrayant pour amplifier des impulsions ultrabrèves. Nous avons commencé notre étude par la prise en compte du terme de dispersion de troisième ordre (TOD) dans ces systèmes [P27].

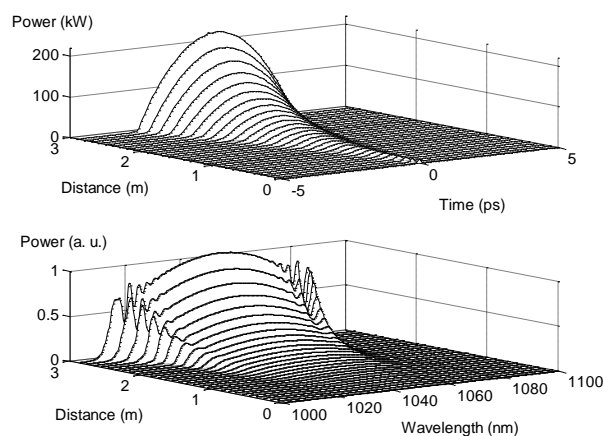


Figure 6 – Propagation d'impulsions paraboliques

En effet, bien qu'ayant été observé et identifié comme effet limitant dans plusieurs travaux antérieurs, aucune étude n'avait cherché à compenser le TOD dans les systèmes d'amplifications paraboliques. Cet effet n'est pas négligeable pour les impulsions large bande, synonyme de forte énergie dans les systèmes paraboliques. L'origine du TOD provient de trois sources : la dispersion de la fibre, la dispersion du compresseur utilisé, et la phase non linéaire asymétrique accumulée lors de la propagation. Cette dernière peut être négligée si l'on est dans le régime parabolique idéal puisque les spectres considérés sont symétriques. Dans un premier temps nous avons donc cherché à équilibrer les deux premières contributions au TOD dans un système proche du régime parabolique idéal. A cette fin, nous avons utilisé une géométrie de compression qui permet d'accorder le rapport

entre dispersion de vitesse de groupe et TOD, présentée en figure 7. Cet arrangement hybride comprenant des réseaux et des prismes est appelé « grisme » et a été utilisé dans le cadre des lasers Ti : Sa [Kane 1994]. La dispersion d'ordre 3 s'accorde en variant la distance entre les sommets des prismes.

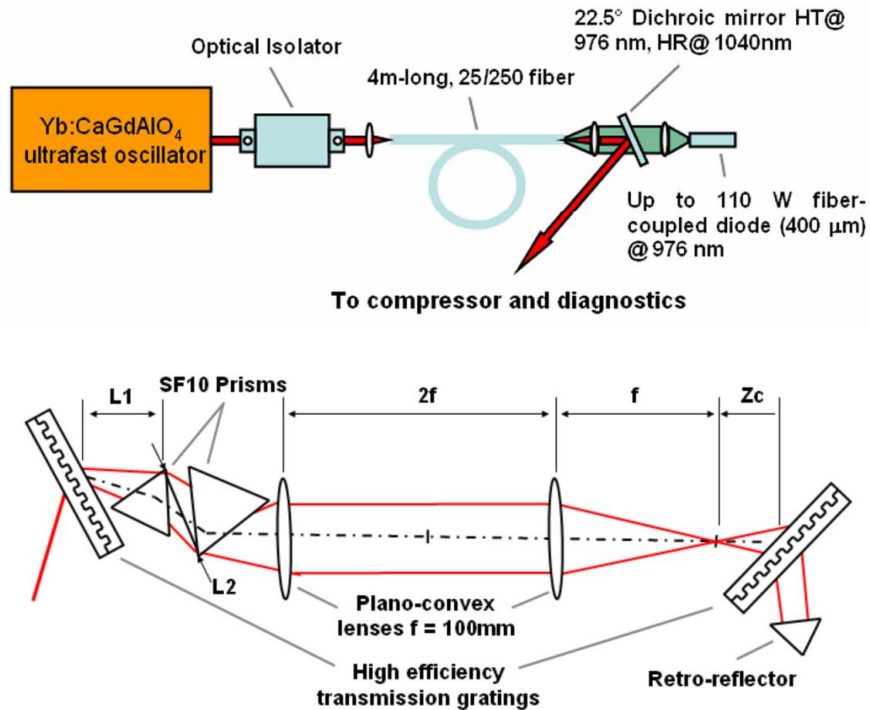


Figure 7 – Schéma de l'amplificateur parabolique et compresseur hybride « grisme »

En partant d'un oscillateur original basé sur le cristal de CaGdAlO<sub>4</sub>, nous avons pu comparer la qualité temporelle des impulsions comprimées respectivement avec une paire de réseaux conventionnelle et avec le système grisme. La caractérisation est faite avec un système FROG SHG standard. Les résultats sont résumés sur la figure 8.

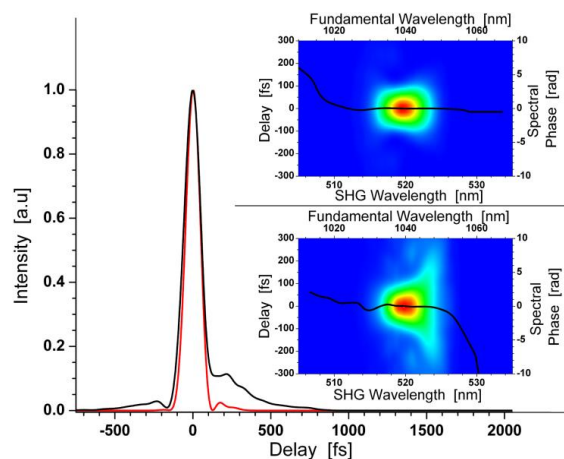


Figure 8 – Compression par grisme (haut, rouge) et par paire de réseaux (bas, noir).

Le résultat obtenu avec la paire de réseaux montre clairement la présence d'un pied après l'impulsion, ce qui est une signature d'une phase spectrale d'ordre 3 mal compensée. La durée de l'impulsion est de 127 fs, et le rapport de Strehl temporel (correspondant au rapport de puissance crête entre l'impulsion obtenue et l'impulsion en limite de Fourier calculée sur la base du spectre expérimental) est de 0,67. En revanche, l'impulsion comprimée à l'aide du grisme présente un profil temporel bien meilleur, avec un rapport de Strehl presque parfait de 0,96. La durée de l'impulsion est alors réduite à 107 fs. Cette première étude a permis de mettre en évidence le rôle des phases spectrales d'ordre élevé dans l'amplification non linéaire d'impulsions femtoseconde dans les fibres. L'énergie par impulsion obtenue dans cette expérience étant insuffisante pour de nombreuses applications de ces sources fibrées (28 nJ), nous avons par la suite cherché à augmenter ce paramètre. Ceci nous a conduits à sortir du régime parabolique idéal, la première limitation rencontrée étant la bande spectrale finie du gain de l'ytterbium dans la silice.

### 2.1.2 Régime parabolique au-delà de la bande de gain

Au cours de l'amplification parabolique, les effets non linéaires étendent la bande spectrale des impulsions le long de la fibre. Il existe donc une longueur de fibre à partir de laquelle la bande de l'impulsion est comparable à la bande de gain du milieu, et l'hypothèse de gain constant faite dans le cadre de la théorie auto-similaire n'est plus satisfaite. Le régime dévie alors du régime purement parabolique, et le spectre est mis en forme par le gain du milieu [P28 joint]. Nous avons conduit une expérience dans ces conditions pour évaluer les possibilités d'obtenir des impulsions propres et plus énergétiques.

Ceci a conduit à prendre en compte dans l'analyse du régime de propagation la troisième source de TOD, négligée jusqu'alors : la contribution non linéaire. En effet, le spectre étant mis en forme par le gain, il devient asymétrique, et l'auto-modulation de phase en régime étiré va induire une phase spectrale asymétrique elle aussi, dont une composante de TOD. Nous avons montré que cette composante peut être utilisée pour compenser les autres sources de TOD dans le système, ce qui permet de compresser les impulsions avec une simple paire de réseaux, plus facile à mettre en œuvre que le grisme. En contrepartie, le système étant non linéaire, cette compression n'est efficace qu'à certains niveaux de puissance.

La figure 9 (haut) présente le montage utilisé, d'architecture assez simple. Un oscillateur femtoseconde est directement injecté dans l'amplificateur constitué d'une fibre à double gaine pompée en géométrie contra-propagative. La longueur de fibre et le gain sont tels qu'on opère bien au-delà de la limite de bande de gain du régime parabolique. Une mesure expérimentale de la phase spectrale d'ordre trois a été faite au moyen du FROG-SHG, et a révélé deux points de fonctionnements optimaux en termes de compensation de la phase spectrale asymétrique.

Les profils temporels et les spectres obtenus en sortie du système pour différents points de fonctionnement sont présentés en figure 9 (bas). La mise en forme asymétrique du spectre est clairement visible à mesure que la puissance de sortie augmente. À faible puissance, on est en régime parabolique, et le spectre est quasi-symétrique, ce qui conduit à une mauvaise compensation de l'ordre trois dans le système. Lorsqu'on augmente le gain, la mise en forme spectrale intervient, introduisant une phase non linéaire asymétrique qui vient compenser le TOD de la fibre et du réseau. En plus de posséder un spectre plus large, les impulsions sont mieux comprimées, et leur profil est alors largement débarrassé des post-impulsions présentes à basse puissance. On arrive ainsi à

obtenir des impulsions de 64 fs, 290 nJ, à un taux de répétition de 27 MHz, ce qui correspond à une puissance crête de 4,6 MW, et une puissance moyenne de 7,8 W. Ces performances sont au meilleur niveau de l'état de l'art pour des systèmes d'amplification directe à fibre.

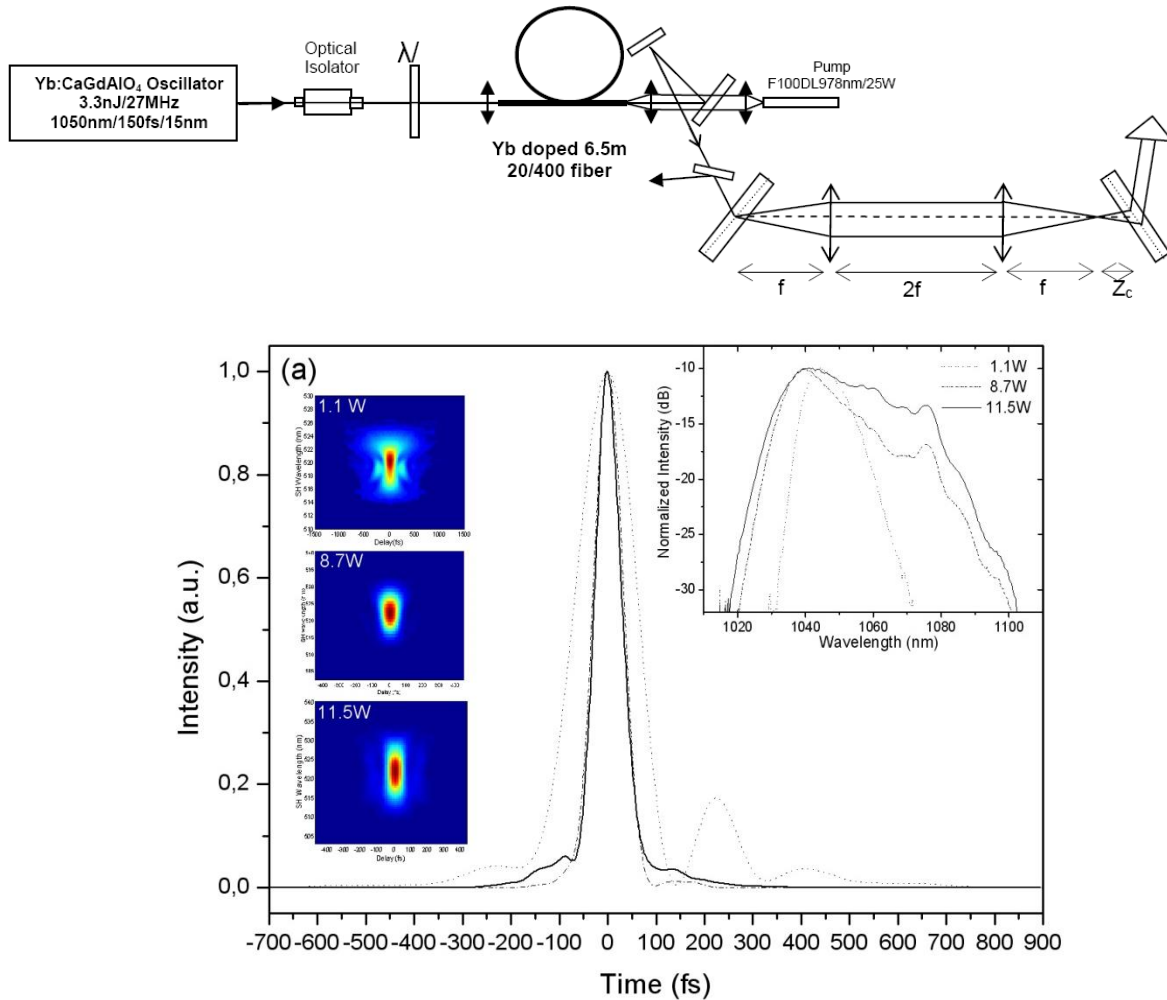


Figure 9 – Haut : Montage expérimental. Bas : Traces FROG, profils temporels et spectres obtenus au-delà de la limite de bande gain

### 2.1.3 Amplification sans étireur dominé par l'automodulation de phase

Après avoir identifié le rôle essentiel de la phase non linéaire asymétrique accumulée dans les systèmes d'amplification directe, nous avons voulu pousser plus loin les performances énergétiques en nous plaçant dans des conditions qui minimisent l'accumulation d'effets non linéaires. Nous avons donc choisi une fibre amplificatrice ayant l'aire effective la plus grande possible, et la longueur la plus courte possible tout en maintenant un gain suffisant pour atteindre les régimes non linéaires pour des énergies plus élevées [P29]. La fibre employée est rigide (« rod-type fiber »), possède un cœur de signal de 80  $\mu\text{m}$  de diamètre, et un cœur de pompe de 200  $\mu\text{m}$ , pour une longueur de 85 cm. La très grande taille du cœur fait que l'ouverture numérique de ces fibres doit être très faible pour conserver un caractère monomode transverse. Le guidage est donc faible, ce qui entraîne une grande sensibilité aux pertes par courbure. C'est pour s'affranchir de cette source de pertes qu'une gaine de silice épaisse entoure la fibre optique pour lui conférer une grande rigidité.

Lorsqu'on calcule les ordres de grandeurs des longueurs de dispersion et non linéaire dans le système [Agrawal 2006], on obtient  $L_{NL} \ll L_D$ , ce qui donne un régime dominé par l'effet d'automodulation de phase. Ce régime est d'habitude exploité pour faire de la compression d'impulsions dans une configuration associant une fibre non linéaire et un élément dispersif. Ici, nous avons en plus la présence de gain ce qui permet de faire de l'amplification tout en comprimant l'impulsion. A la différence du régime parabolique, nous ne sommes pas en présence d'un équilibre entre dispersion et effet non linéaire, et l'auto-modulation de phase domine.

Le schéma expérimental est similaire au précédent, mais l'oscillateur basé sur un cristal de KYW travaille à la cadence de 10 MHz et délivre des impulsions plus énergétiques (100 nJ) et plus longues (330 fs). Le compresseur est constitué d'une paire de réseaux, et deux densités de traits (1250 t/mm et 1740 t/mm) ont été employées afin d'optimiser le rapport GVD / TOD (-4 fs et -15 fs respectivement), qui permet de compenser efficacement la phase spectrale asymétrique.

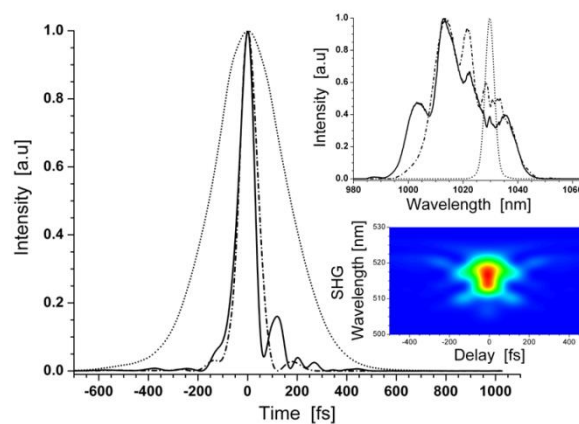


Figure 10 – Profils temporels et spectres obtenus avec les réseaux 1740 t/mm. Pointillés : oscillateur, trait-point : meilleure qualité de recompression, trait plein : puissance crête maximale. La trace FROG correspond à la puissance crête maximale.

Les impulsions obtenues sont montrées en figure 10. L'automodulation de phase élargit considérablement le spectre, ce qui permet de comprimer les impulsions à des durées plus courtes quand on augmente l'énergie des impulsions. Les réseaux 1740 t/mm permettent ainsi d'obtenir des impulsions de 84 fs avec 95% de l'énergie contenue dans l'impulsion principale pour une puissance moyenne de 5,6 W après compression. Au-delà, la qualité de la compression se détériore légèrement, mais le spectre continue de s'élargir, ce qui mène à des impulsions de 70 fs (89% de l'énergie dans l'impulsion principale) d'énergie 1,25  $\mu$ J, correspondant à une puissance moyenne de 12,5 W. La puissance crête estimée à partir du profil mesuré de l'impulsion est de 16 MW. On approche ainsi des puissances crêtes nécessaires pour étudier les processus d'interaction lumière-matière très non linéaire comme la génération d'harmoniques élevées.

Cette expérience d'amplification très non linéaire a donné lieu à un brevet déposé par le CNRS, l'Institut d'Optique, et la société Amplitude Systèmes [B2].

#### 2.1.4 Contrôle actif de la phase spectrale dans les amplificateurs non linéaires

Les études des régimes de propagation non linéaire en présence de gain nous ont permis d'appréhender de manière fine les effets de phase spectrale accumulée dans la fibre lors de l'amplification à haute énergie d'impulsions femtoseconde. Les impulsions obtenues étant très

courtes pour des systèmes à fibre, il est indispensable de contrôler cette phase spectrale si l'on veut obtenir une bonne qualité de recompression. Nous avons réussi à réaliser des systèmes pour lesquels les phases spectrales d'ordre 2 et 3 étaient bien compensées, mais les ordres supérieurs viennent détériorer la qualité des impulsions, surtout si l'on essaye d'augmenter l'énergie. Nous avons donc cherché à implémenter dans les systèmes à fibre un dispositif de contrôle actif de la phase, répandu dans le domaine des lasers ultracourts à base de Ti:Sa : un filtre acousto-optique dispersif programmable (Dazzler) [Verluse 2000]. Ce dispositif permet en effet l'introduction d'une dispersion arbitraire, dans la limite de sa capacité de mise en forme.

Nous avons donc inclus un tel dispositif dans une expérience d'amplification directe d'impulsions femtoseconde en régime fortement non linéaire tel que décrit dans la section précédente [P33]. Le problème principal vient du mode d'opération du Dazzler : une onde acoustique est utilisée pour diffracter le signal, ce qui implique que le taux de répétition optique soit égal ou inférieur au taux de répétition acoustique. Celui-ci est limité par le temps de propagation de l'onde dans le cristal, aux alentours de 40 kHz. Étant donné que l'avantage majeur des sources à fibre optique réside dans la forte puissance moyenne, et donc le taux de répétition élevé des sources, cela restreint l'utilisation du Dazzler dans ce contexte. Nous avons contourné ce problème en utilisant le Dazzler dans un mode original, en faisant interagir plusieurs impulsions optiques avec une impulsion acoustique. Ceci se fait au prix de l'efficacité de diffraction (ce qui n'est pas essentiel étant donné le gain disponible dans les fibres optiques), d'une capacité de mise en forme réduite, et de l'introduction d'une petite quantité de dispersion résiduelle entre les impulsions ayant interagi avec la même onde acoustique.

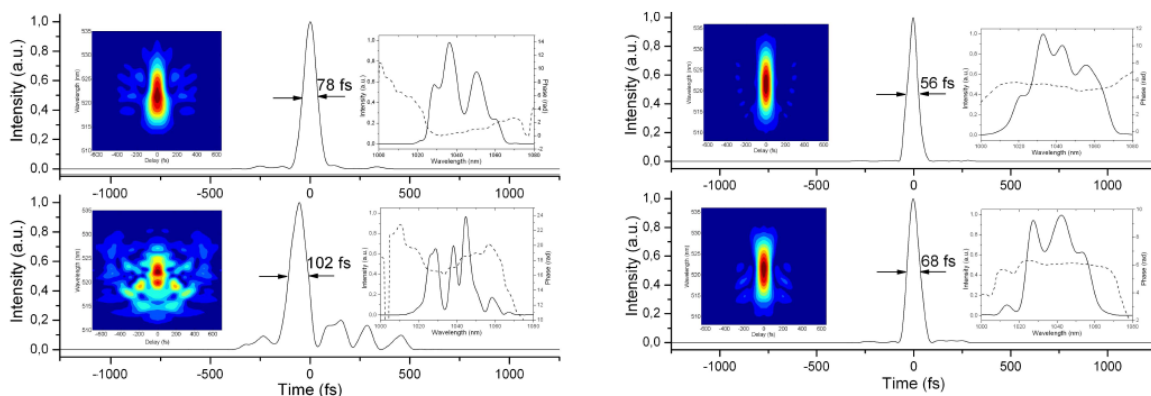


Figure 11 – Comparaison entre compresseur à réseaux (gauche) et Dazzler (droite) pour deux niveaux d'énergie différents.

La figure 11 montre une comparaison entre les impulsions comprimées par une paire de réseaux et par le Dazzler pour deux niveaux d'énergie différents. L'amplificateur fonctionnant en régime non linéaire, on retrouve les effets de phase spectrale d'ordre trois qui font qu'un seul point de fonctionnement en énergie permet une bonne qualité de recompression. Le système Dazzler étant totalement programmable, on arrive à une bonne qualité d'impulsion pour tous les niveaux d'énergie, et à des impulsions globalement plus courtes car on joue également sur la phase spectrale d'ordre 4. Ainsi, nous avons généré des impulsions de 56 fs et 230 nJ à 40 kHz. De plus, une expérience associant un compresseur à réseaux (pour compenser la majeure partie de la phase spectrale d'ordre 2) à un Dazzler (pour les ordres supérieurs) a été menée à un taux de répétition allant jusqu'à 164 kHz, et ouvre la route à une utilisation dans des systèmes à dérive de fréquence.

**Encadrement** : Dimitris Papadopoulos, post-doc (2007-2009)

**Collaboration** : CELIA, projet ANR HiPoLYFF (LCF/LOA / XLIM / Observatoire côte d'azur), Amplitude Systèmes

## 2.2 Amplification à dérive de fréquence

Au-delà d'une puissance crête de l'ordre du MW dans la fibre, le seuil d'autofocalisation et le seuil de dommage en surface de la fibre optique sont très proches, et ne permettent pas la réalisation de sources durables. L'amplification sans étireur montre donc ses limites pour des énergies de l'ordre du  $\mu\text{J}$ . Au-delà, il est nécessaire d'utiliser la technique d'amplification à dérive de fréquence [Strickland 1985] afin de réduire la puissance crête au sein de la fibre. Nous présentons dans ce paragraphe les travaux faits dans ce contexte. Notre guide pour ces travaux a été d'étudier des techniques permettant la génération d'impulsions les plus courtes possibles en exploitant les phénomènes d'optique non linéaire dans la fibre.

### 2.2.1 Amplification paramétrique femtoseconde dans les fibres

L'amplification paramétrique optique [Cerullo 2003] en régime étiré (OPCPA pour Optical Parametric Chirped-Pulse Amplification) est désormais reconnue comme une technique clé lorsqu'un mécanisme d'amplification très large bande est requis. Pour des impulsions ultracourtes, typiquement générées par un oscillateur titane-saphir, elle est généralement réalisée dans un cristal massif de BBO, pour lequel l'accord de phase est réalisé sur une bande extrêmement large pour un certain angle d'interaction. Le mécanisme non linéaire utilisé est alors d'ordre 2.

On peut également faire de l'amplification paramétrique dans les fibres en utilisant la non linéarité d'ordre 3. De nombreuses études ont porté sur cet aspect dans le contexte des télécommunications optiques, et ont montré des limitations assez sévères, comme la diffusion Brillouin de la pompe. Quelque soit l'ordre de la non linéarité, les propriétés de l'amplification sont déterminées par la conservation de l'énergie et par la condition d'accord de phase. Dans les fibres, cette dernière est déterminée uniquement par la courbe de dispersion et par le coefficient non linéaire.

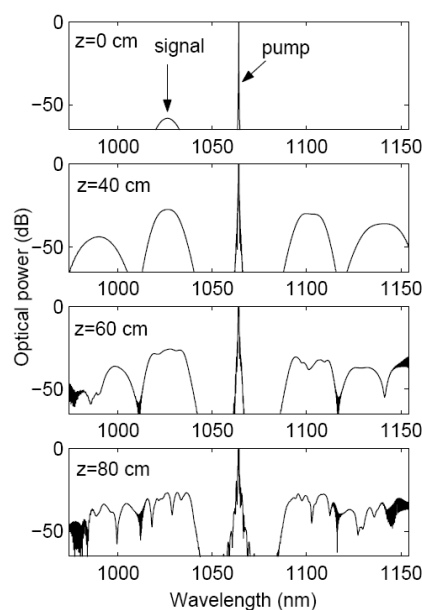




Figure 12 – Simulation de l’amplification paramétrique d’impulsions femtoseconde dans une fibre optique microstructurée fortement non linéaire.

Depuis quelques années, les fibres microstructurées permettent un contrôle de ces propriétés par les paramètres opto-géométriques de la structure. Nous avons donc réalisé une étude numérique de faisabilité d’un amplificateur paramétrique femtoseconde en régime étiré basé sur ces fibres optiques, pour un signal à une longueur d’onde de 1  $\mu\text{m}$  [P21]. En particulier, nous avons montré que l’amplification d’impulsions typiquement délivrées par les oscillateurs femtoseconde ytterbium à 1030 nm par des impulsions picoseconde de lasers néodyme à 1064 nm est faisable en utilisant une fibre microstructurée disponible commercialement. La figure 12 illustre l’évolution du spectre dans la fibre, et le phénomène d’amplification paramétrique. Nous avons également montré qu’après optimisation des paramètres de dispersion de la fibre, l’OPCPA à fibre permettait d’amplifier des impulsions de 80 fs sans rétrécissement spectral par le gain.

Cette technique présente également l’avantage de préserver le contraste temporel des impulsions optiques, puisqu’il n’y a pas de stockage d’énergie par le milieu, donc pas d’émission spontanée amplifiée entre les impulsions. Cette dernière caractéristique a poussé deux équipes du PhLAM (Lille) et du CEA (Le Barp) à démontrer expérimentalement la méthode. Les résultats obtenus montrent un gain de 30 dB sur une bande de 9 nm autour de 1053 nm, avec une pompe à 1065 nm [Bigourd 2010]. Cette méthode est donc vue comme une alternative possible pour réaliser un pilote de chaîne laser haute énergie à fort contraste.

L’absence de stockage d’énergie, et la présence inévitable d’automodulation de phase à partir d’un certain niveau d’énergie, nous a conduit à ne pas pousser plus avant cette technique sur le plan expérimental, mais à nous intéresser aux régimes non linéaire d’amplification dans les fibres dopées ytterbium, présentés dans la section suivante.

### 2.2.2 Amplification à dérive de fréquence avec contrôle des non linéarités

Nous avons donc étudié un régime d’amplification à dérive de fréquence pour lequel la durée d’impulsion étirée est telle que l’automodulation de phase élargit le spectre au cours de l’amplification d’une quantité qui compense exactement le rétrécissement par le gain du à l’ytterbium dans la matrice de verre. Une analyse théorique simple, confirmée par des simulations numériques basées sur l’équation de propagation nous a permis de déterminer les conditions dans lesquelles cet effet peut être obtenu. Les limites de cette technique, dues à la phase spectrale d’ordre élevée acquise par automodulation de phase, ont également été déterminées à partir de simulations.

Sur la base de cette analyse, une expérience a été mise en œuvre afin de vérifier la faisabilité de la génération d’impulsions très courtes en architecture de dérive de fréquence avec un système à fibre [P36 joint]. L’originalité de cette expérience réside dans le faible étirement, 50 ps, en s’assurant d’être dans l’espace des paramètres qui permet une compression correcte en sortie d’amplificateur. Le schéma expérimental, ainsi que les résultats obtenus sont montrés en figure 13.

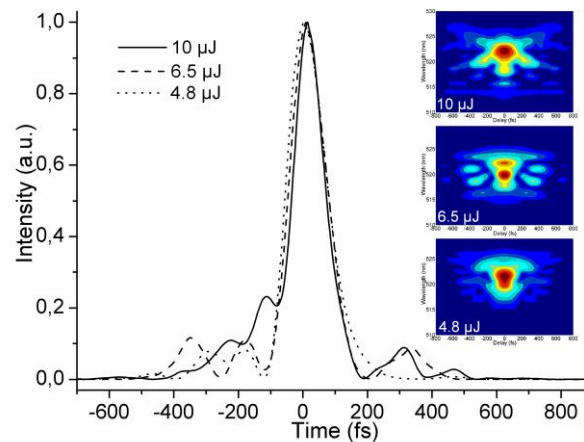
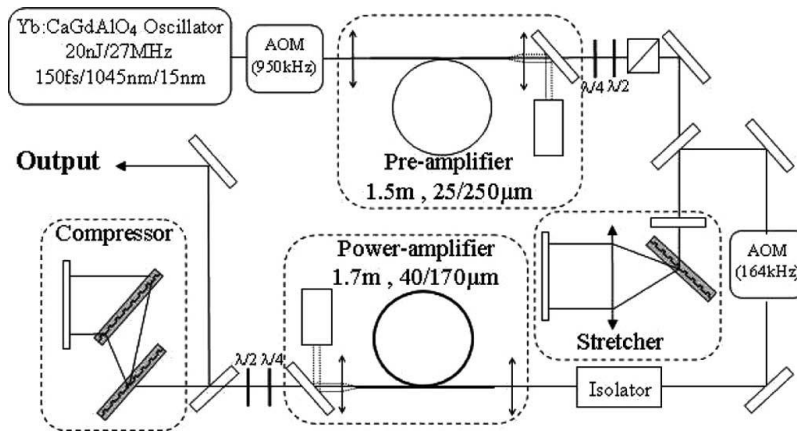


Figure 13 – Haut : Schéma de l'expérience. Bas : Profils temporels et traces FROG obtenus en sortie du système d'amplification pour diverses énergies par impulsion

Comme attendu, la durée d'impulsion décroît à mesure que l'énergie en sortie augmente par élargissement spectral non linéaire. La qualité temporelle se dégrade également, mais reste correcte jusqu'à une énergie de 10  $\mu\text{J}$ . A cette énergie, la durée d'impulsion est de 110 fs, pour une fraction d'énergie contenue dans l'impulsion principale de 79%. Ces résultats correspondent à une puissance crête de 71 MW, et constituent un record de durée pour une telle énergie par impulsion dans un système à fibre.

Afin d'augmenter encore l'énergie par impulsion, nous avons ensuite étudié la possibilité de distribuer la non linéarité sur plusieurs étages d'amplifications, chacun vérifiant le critère de conservation de la bande spectrale par compensation entre automodulation de phase et rétrécissement par le gain [P40]. Là encore, des simulations numériques nous ont permis de dimensionner les paramètres de l'expérience et de cerner les effets physiques engendrant des compromis en termes de performance. Le schéma expérimental est montré en figure 14. Une particularité de ce montage est la présence de deux étireurs avant chaque étage d'amplification, afin de contrôler la quantité d'effets non linéaires apportés à chaque étage.

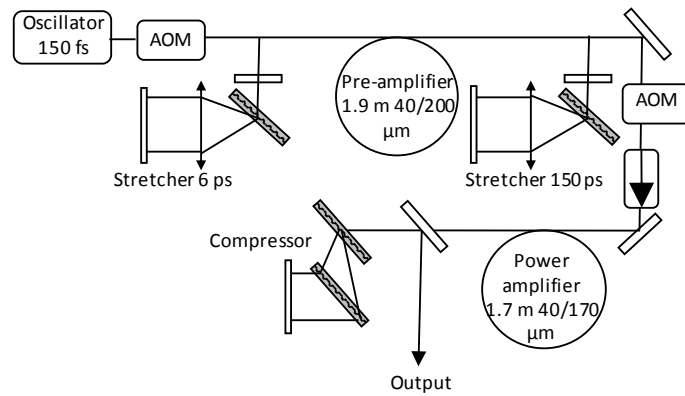


Figure 14 – Schéma expérimental de l'amplification non linéaire à deux étages

Ce montage nous a permis de générer des impulsions de 200 fs pour une énergie finale de 20  $\mu$ J après compression. La figure 15 montre les spectres et profils temporels obtenus expérimentalement, ainsi que les résultats d'une simulation prenant en compte la majorité des effets physiques pertinents, et en particulier le décalage en longueur d'onde entre l'oscillateur et le gain des amplificateurs à fibre. Nous observons un assez bon accord, même si les oscillations rapides dans le spectre ne sont pas prédites correctement. Ces oscillations peuvent être dues à des effets de polarisation. Le modèle numérique nous permet d'estimer que la quantité de phase non linéaire accumulée dans le 1er et 2ème étage est de 21 et 26 rad, des valeurs très élevées. Malgré cela, la qualité temporelle des impulsions finales reste bonne, avec un rapport de Strehl temporel de 0.89 et une puissance crête de 88 MW.

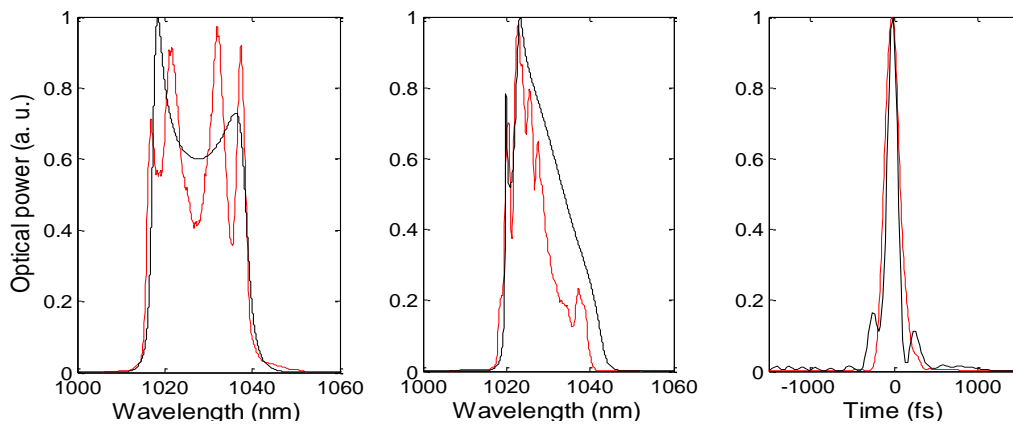


Figure 15 – Gauche : spectre entre les deux étages. Milieu : spectre en sortie. Droite : Profil temporel en sortie (noir : modèle numérique, rouge : expérience)

**Encadrement** : Dimitris Papadopoulos, post-doc (2007-2009)

**Collaboration** : projet ANR HiPoLYFF (LCF/LOA / XLIM / Observatoire côte d'azur)

### 2.3 Compression externe

Nous venons de voir que les amplificateurs optiques en régime de dérive de fréquence à haute énergie ne permettent pas la génération d'impulsions plus courtes que 100 fs. Afin de réaliser à la fois des sources d'impulsions énergétiques et ultracourtes, il est donc nécessaire de séparer les deux

fonctions, en utilisant l'amplification à dérive de fréquence, et en ajoutant un étage de compression non linéaire supplémentaire. Les travaux réalisés dans cette perspective sont présentés ci-après.

### 2.3.1 Elargissement spectral par automodulation de phase

La technique de compression externe la plus utilisée consiste à générer de l'automodulation de phase après l'amplificateur et à comprimer linéairement le spectre obtenu [Tomlinson 1984]. Nous l'avons utilisé avec un objet original pour réaliser l'étage non linéaire : une fibre « rod-type ». En effet, la problématique est la suivante : on ne peut pas avoir un effet Kerr temporel sans avoir l'effet Kerr spatial associé qui détériore le profil spatial du faisceau. Une solution élégante est de faire l'effet Kerr temporel dans une structure guidante qui maintient le faisceau propre. Or, aux niveaux de puissance crête considérés, le problème est d'introduire suffisamment peu d'effet Kerr pour pouvoir comprimer les impulsions en sortie. Nous avons donc utilisé les fibres optiques monomode en silice les moins non linéaires qui existent, avec un diamètre de cœur de 80  $\mu\text{m}$  [P39].

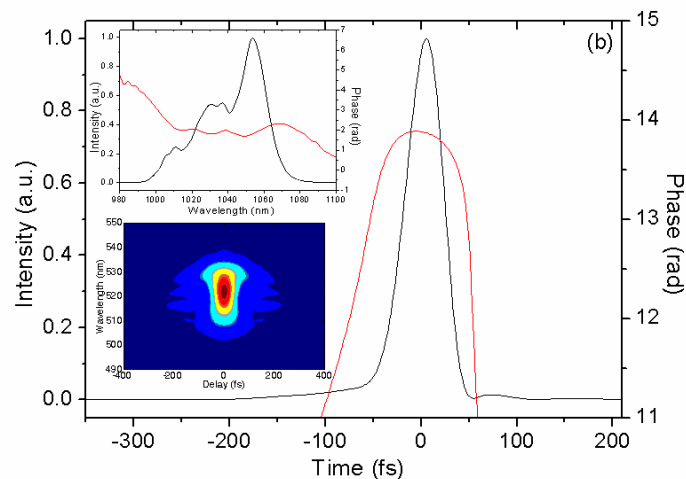


Figure 16 – Profils et phase temporels et spectraux en sortie du compresseur à fibre rigide

Les résultats obtenus sont présentés en figure 16. A partir d'impulsions de 330 fs et 4  $\mu\text{J}$ , nous avons obtenu des impulsions finales de 50 fs et 2  $\mu\text{J}$ , correspondant à une augmentation de la puissance crête d'un facteur 3. L'énergie est limitée par l'effet d'autofocalisation dans la fibre, qui commence à se manifester dès que l'on dépasse 4  $\mu\text{J}$  en entrée de fibre rigide. Nous avons également mené une étude détaillée de l'influence du chirp résiduel des impulsions injectées dans la fibre rigide sur la durée et le profil temporel des impulsions de sortie.

**Encadrement** : Igor Martial, Master 2 (2009)

### 2.3.2 Elargissement spectral par génération de polarisation croisée

Une technique plus récente de compression a été développée dans le cadre des lasers Ti:Sa dans le but principal d'améliorer le contraste temporel de ces sources. Elle utilise un effet non linéaire d'ordre trois appelé « génération d'onde de polarisation croisée » (XPW pour Cross-Polarized Wave generation). Cet effet, dû à l'asymétrie du tenseur de susceptibilité non linéaire d'ordre 3, donne lieu à la génération d'une onde optique polarisée de façon orthogonale au faisceau incident, dont l'intensité instantanée est proportionnelle au cube de l'intensité incidente en première approximation [Jullien 2005]. Comparée à la technique utilisant uniquement l'automodulation de

phase suivie d'un étage de compression linéaire, l'effet XPW permet de conserver une qualité temporelle d'impulsion bien meilleure, et améliore aussi drastiquement le contraste optique. L'efficacité du processus et le taux de compression sont en revanche généralement moindres.

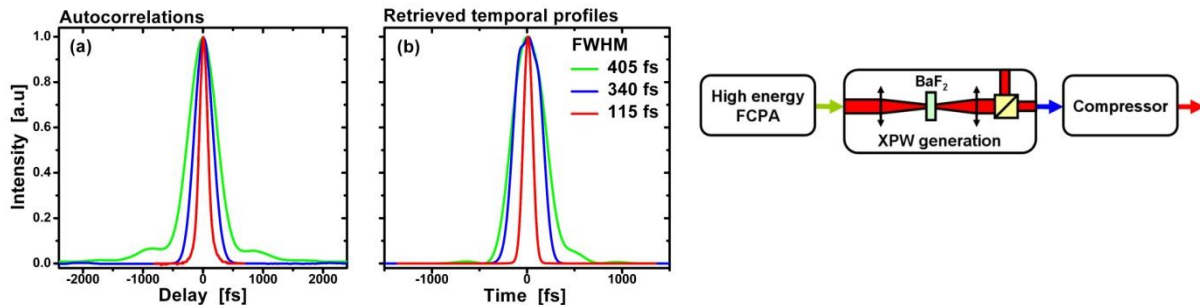


Figure 17 – Montage expérimental et résultats obtenus sur l'expérience de XPW. Vert : sortie de la source femtoseconde à fibre. Bleu : Signal XPW avant compression linéaire. Rouge : Signal XPW après compression linéaire.

Comme illustré en figure 17, cette technique de compression consiste à focaliser le faisceau femtoseconde amplifié dans un cristal de  $\text{BaF}_2$  dans lequel l'effet XPW est important. Le signal XPW est extrait par un polariseur en sortie, et doit être comprimé. En comparaison à l'état de l'art, nous avons montré qu'il est possible d'obtenir un taux de compression bien supérieur à la limite de 1,7 obtenu dans l'approximation de faible conversion en utilisant des paramètres expérimentaux qui induisent des effets d'automodulation de phase et de modulation de phase croisée non négligeables sur le signal XPW [P52]. Nous avons vérifié par des simulations numériques du phénomène de génération d'onde croisée que ce taux de compression élevé est lié aux phénomènes de modulation de phase Kerr. Ceci a permis la génération d'impulsions de 110 fs, 37  $\mu\text{J}$ , de très bonne qualité temporelle.

**Collaboration :** Amplitude Systèmes, Projet RTRA Triangle de la Physique NewXPW (LCF/LOA)

### 3 Source femtoseconde à 1.6 $\mu\text{m}$ pour la chirurgie de l'œil

Nous avons démarré en 2007 une collaboration dans le cadre du projet ANR TecSan GRECO qui vise à étudier un outil de chirurgie laser adapté à la greffe de cornée en milieu diffusant. En effet, les pathologies de la cornée peuvent provoquer une forte augmentation de la diffusion, et les lasers utilisés d'habitude émettant à la longueur d'onde de 1  $\mu\text{m}$  ne permettent plus une découpe en profondeur de la cornée. Nous sommes intervenus dans le projet pour développer une source laser à fibre dopée erbium délivrant des impulsions sub-ps à un taux de répétition supérieur à 100 kHz, dont l'énergie est supérieure à 1  $\mu\text{J}$ , à la longueur d'onde de 1,6  $\mu\text{m}$ . Cette longueur d'onde permet de réduire fortement l'impact de la diffusion tout en restant dans une fenêtre de transparence de la cornée constituée essentiellement d'eau. La réalisation de cette source a nécessité des efforts importants de compréhension et de développement afin de répondre au mieux à un compromis physique : la longueur d'onde de 1,6  $\mu\text{m}$  impose de travailler en bord de la bande d'émission de la transition de l'erbium centrée à 1,55  $\mu\text{m}$ . Ceci a deux conséquences : comme la section efficace d'émission à cette longueur d'onde est faible, une fibre longue doit être utilisée pour introduire

suffisamment de gain, et la génération de bruit d'émission spontanée peut être très pénalisante aux longueurs d'onde inférieures. D'autre part, les fortes énergies souhaitées font que l'accumulation d'effets non linéaire peut dégrader considérablement le profil d'impulsion, et il faut donc les minimiser en travaillant avec des fibres de grande aire modale et de faible longueur.

Nous avons donc étudié différentes solutions pour la source et la géométrie de pompage, avant de déterminer la solution optimale qui, en l'état actuel de la technologie des fibres, consiste à pomper une fibre dopée uniquement à l'erbium de 12 m à la longueur d'onde de 980 nm en géométrie contra-propagative [P41]. Cette configuration a permis de mettre au point une source dont les performances sont les suivantes : durée d'impulsion de 580 fs, énergie de 2,5  $\mu$ J, à un taux de répétition de 200 kHz. L'autocorrélation et le spectre de ces impulsions sont montrés en figure 18.

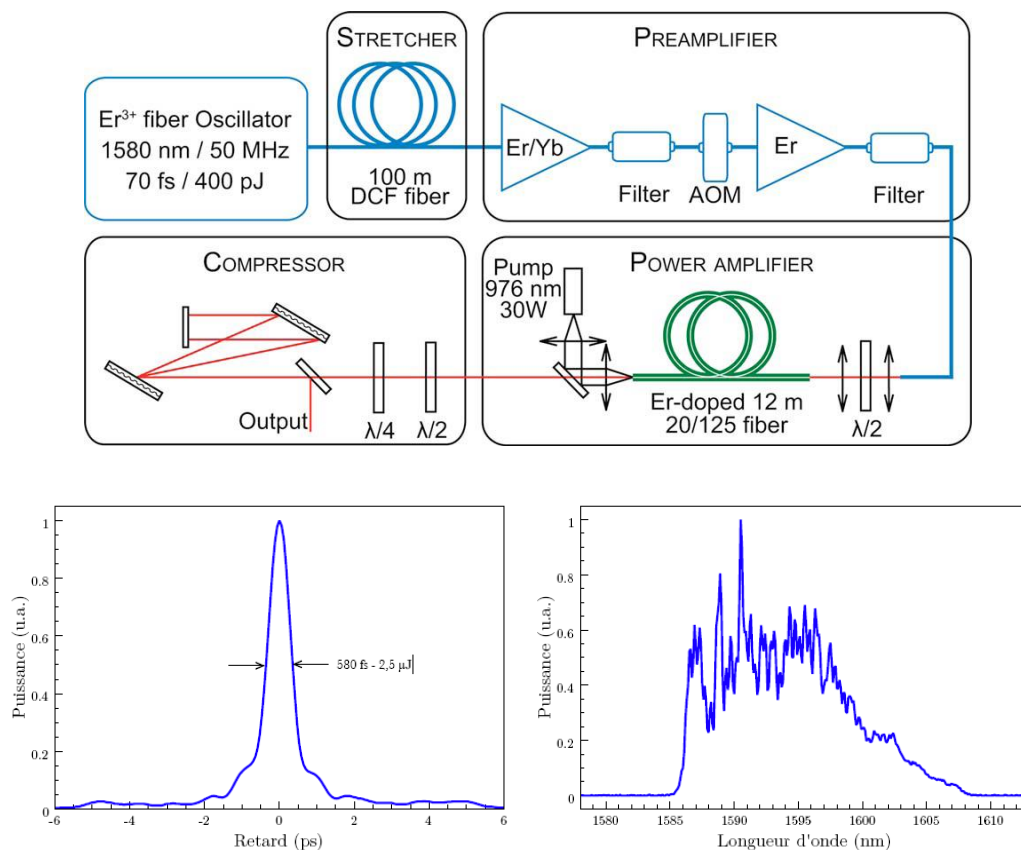


Figure 18 – Haut : Schéma expérimental de la source. Bas : autocorrélation des impulsions générées par la source (gauche), spectre correspondant (droite).

Le point de fonctionnement qui assure les meilleures performances correspondent à un niveau de non-linéarités assez élevé, et nous avons donc du mettre à profit l'expérience acquise sur les systèmes à fibre dopée ytterbium sur l'optimisation de la compression en présence d'effets non linéaires.

Ayant réussi à mettre au point une source répondant au cahier des charges pour la découpe de cornée pathologique, des tests de découpe ont été réalisés sur des cornées de cochon, puis sur des cornées humaines (fig. 19). Ces tests ont confirmé le fort potentiel de la source mise au point, puisque les profondeurs de découpe atteintes ne sont pas envisageables avec les sources actuelles émettant à la longueur d'onde de 1  $\mu$ m [P44]. Des expériences comparatives avec une source laser à

1,6  $\mu\text{m}$  basée sur la génération paramétrique optique ont en revanche révélé des effets thermiques dont l'origine n'est pas tout à fait expliquée. L'impact du taux de répétition et de la qualité temporelle des impulsions sur la qualité de la découpe doit être étudié plus systématiquement pour parvenir à une conclusion.

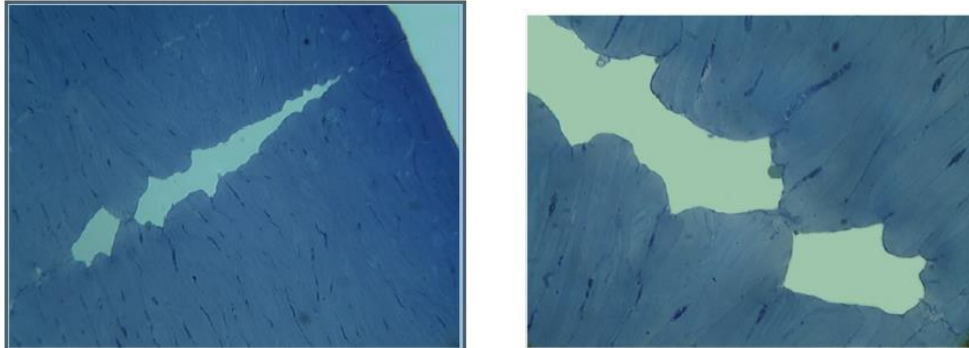


Figure 19 – Vues sur une découpe de 700  $\mu\text{m}$  de profondeur réalisée avec des impulsions de 760 nJ à 100 kHz.

**Encadrement** : Franck Morin, thèse (2007-2010)

**Collaboration** : projet ANR GRECO (LOA/LCF/Hôtel dieu/Imagine Eyes)

## 4 Combinaison cohérente en régime femtoseconde

Pour la montée en énergie des lasers femtoseconde à fibre, l'approche qui a été poursuivie jusque-là consiste à répartir l'intensité, à la fois dans l'espace en utilisant des fibres monomodes dont le diamètre est le plus gros possible (fibres LMA pour Large Mode Area), et dans le temps en utilisant l'architecture d'amplification à dérive de fréquence (CPA pour Chirped Pulse Amplification). Il existe toutefois une limite physique qui n'est pas franchissable avec ces techniques : le seuil en puissance d'autofocalisation dans la silice est de 4 MW, quelque soit le diamètre de cœur de la fibre. Une solution envisagée pour dépasser ce seuil est de combiner de façon cohérente les faisceaux issus de plusieurs amplificateurs à fibre dans un seul faisceau. Cette technique a donné des résultats impressionnants ces dernières années en régime continu, avec notamment la réalisation d'un laser solide d'une puissance de 105 kW en combinant 7 faisceaux de 15 kW. Jusque très récemment, il n'y avait aucun résultat sur la combinaison cohérente d'amplificateurs optique en régime femtoseconde. Nous avons cherché, lors de ces deux dernières années, à transposer cette technique à des sources laser femtoseconde. Deux architectures ont été étudiées, l'une nécessitant une rétroaction active, l'autre, passive, consistant à partager un même chemin optique pour les différents faisceaux à combiner.

### 4.1 Combinaison active

En collaboration avec l'ONERA (Palaiseau) et Amplitude Systèmes (Pessac) nous avons réalisé une démonstration de principe de combinaison cohérente active en régime femtoseconde, en combinant deux amplificateurs à dérive de fréquence avec une efficacité de 90%. Cette expérience a été publiée [P50 joint] indépendamment et presque simultanément à une autre démonstration de principe par l'équipe de l'Université de Jena [Seise 2010].

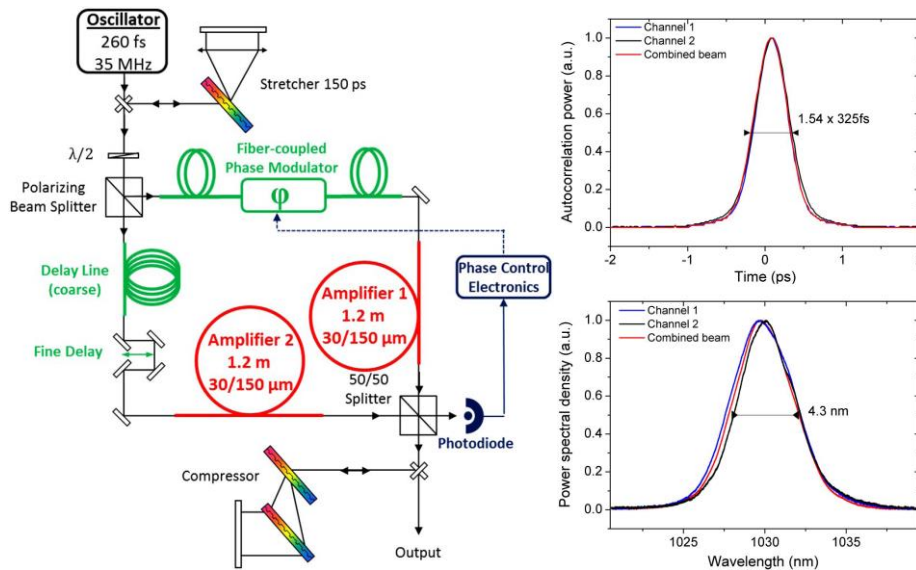


Fig. 20 – Gauche : Montage expérimental. Droite : Profils temporels et spectres obtenus pour chacun des bras et pour le faisceau combiné.

Pour la combinaison cohérente, la différence principale entre les régimes continu et femtoseconde tient au fait que le spectre optique ne peut pas être considéré comme monochromatique, de telle sorte que la phase spectrale doit coïncider sur toute la bande spectrale. En effectuant un développement de Taylor de la phase spectrale largement utilisé en optique ultrarapide [Agrawal 2006], les premiers ordres, qui correspondent à la phase absolue, le retard de groupe, et la dispersion de retard de groupe, doivent tous être semblables pour assurer une combinaison cohérente efficace sur tout le spectre. En fonction de la durée d’impulsion, il peut être nécessaire d’inclure des termes d’ordre plus élevé. En plus des termes linéaires de la phase spectrale associés à la propagation, les effets non linéaires peuvent également modifier la phase spectrale, et cette contribution peut aussi modifier l’efficacité de combinaison.

Notre expérience de mise en phase active de deux amplificateurs femtoseconde est décrite en fig. 20. Pour cette expérience, un mécanisme de rétroaction sur la phase optique globale d’un des bras stabilise la puissance sur un maximum en sortie du système. Le retard de groupe, ainsi que la dispersion de vitesse de groupe, sont ajustés de manière statique, et nous avons montré que ce type de contrôle est suffisant pour des durées d’impulsions considérées de quelques centaines de femtoseconde. Le faisceau femtoseconde est séparé en deux bras par un cube de polarisation. Le premier bras contient un modulateur de phase électro-optique, utilisé pour contrôler la phase relative entre les deux faisceaux, suivi d’un amplificateur basé sur une fibre LMA. Le deuxième bras contient une fibre passive destinée à équilibrer la dispersion des deux bras, une ligne à retard permettant le réglage du retard de groupe, et un amplificateur identique au premier bras. La recombinaison s’effectue sur une lame séparatrice. Une des sorties est détectée par une photodiode permettant un contrôle de la phase pour maximiser l’autre sortie, en direction du compresseur.

Le contrôle de la phase se fait par un système en tout point identique à celui utilisé pour les systèmes de combinaison cohérente en régime continu, qui a été mis à notre disposition par une équipe de l’ONERA (Palaiseau). On introduit une petite modulation sinusoïdale de la phase à la fréquence de 250 kHz. Cette modulation est détectée par un système comprenant une détection synchrone et un PID qui génère le signal de rétroaction appliqué au modulateur de phase. Ce système possède une



bande passante de 10 kHz. La suppression efficace des fluctuations de phase est vérifiée en observant le signal de la photodiode, comme montré en fig. 21.

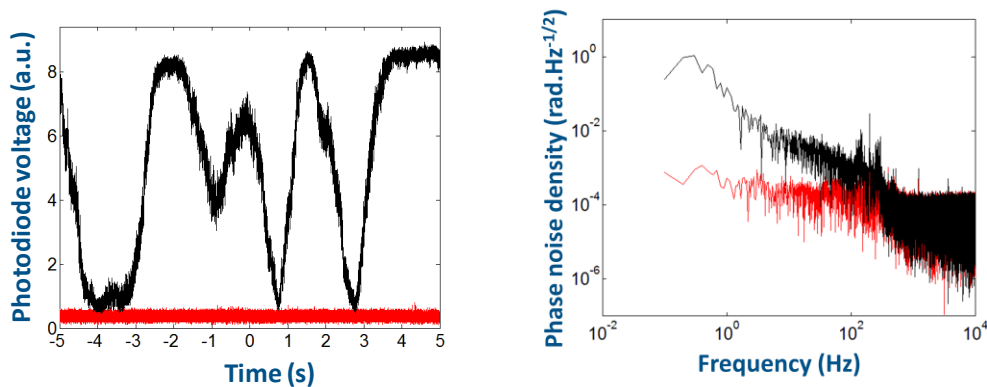


Fig. 21 – Gauche : Signal observé en sortie de la photodiode sans rétroaction (noir) avec rétroaction (rouge). Droite : Spectre des fluctuations de phase correspondantes.

Au taux de répétition de 35 MHz, le système amplificateur est purement linéaire. Dans ces conditions une puissance de 12,5 W est obtenue en sortie du système, avec une efficacité de combinaison de 92%. Cette efficacité est assez sensible à l’alignement du système, et des petits défauts de courbure ou de pointé provoquent une chute rapide de l’efficacité. Il est important que les propriétés spatiales des faisceaux soient identiques pour assurer un bon recouvrement. Dans notre expérience, les facteurs M2 de tous les faisceaux sont inférieurs à 1,15.

Il est intéressant de caractériser les propriétés temporelles et spectrales de la combinaison cohérente, qui représente la principale originalité par rapport au cas continu. Il est possible de mesurer la phase spectrale différentielle entre les deux faisceaux à recombinaison en mesurant simplement les spectres individuels de chacun des bras, le spectre rejeté, et le spectre combiné [P54]. La formule d’interférence permet alors de remonter à la valeur absolue de la phase. Cette mesure inclut la phase absolue et la phase linéaire (retard de groupe), ce qui la rend particulièrement adaptée à une caractérisation de la combinaison.

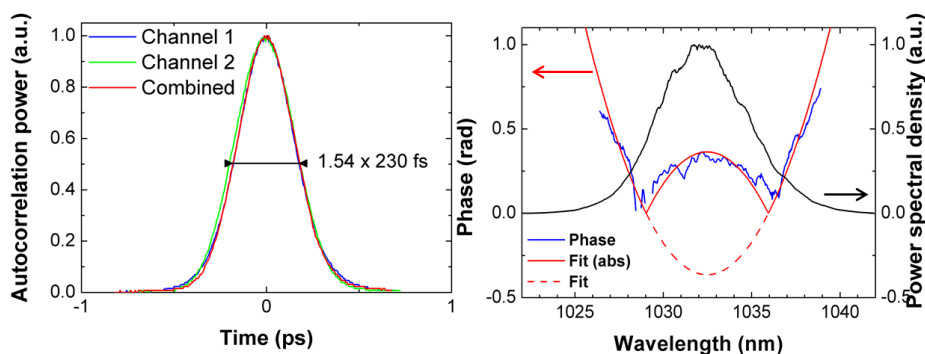


Fig. 22. Gauche : Autocorrélations des canaux 1, 2, et du faisceau combine en régime linéaire. Droite : Spectre combiné et phase différentielle en régime linéaire

La figure 22 montre les autocorrélations et spectres obtenus en régime linéaire à 35 MHz. Les propriétés temporelles de chaque bras et de l’impulsion combinée sont presque identiques. Le

spectre combiné, ainsi que la phase différentielle obtenue par la méthode décrite ci-dessus, montrent une dispersion relative résiduelle entre les deux bras, qui correspond aux miroirs non contrôlés en dispersion utilisés dans le montage. Puisque l'asservissement en phase maximise la puissance de sortie, la phase d'ordre 0 n'est pas nulle, mais est ajustée automatiquement pour compenser en partie les effets de cette dispersion résiduelle. Cette méthode de mesure permet également d'estimer les contributions respectives des effets spatiaux et temporels. A partir de la phase relative et des spectres, il est facile de calculer que l'efficacité de combinaison liée aux effets temporels est de 97%, ce qui implique que la part des effets spatiaux dans la diminution de l'efficacité est de 5% dans ce cas.

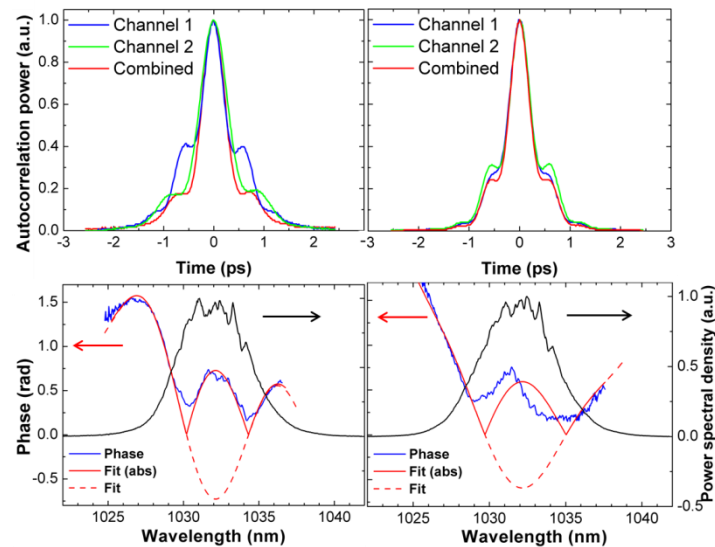


Fig. 23: Autocorrélation des canaux 1, 2 et du faisceau combiné (haut). Spectre combiné et phase spectrale différentielle (bas). Gauche : avant optimisation. Droite : après optimisation.

Afin d'étudier les effets des non linéarités optiques sur la combinaison cohérente, nous avons ensuite réduit le taux de répétition du système à 1 MHz. A priori, les amplificateurs étant similaires, la phase non linéaire accumulée doit avoir le même effet dans les deux bras de l'interféromètre, et l'efficacité de combinaison ne devrait pas être affectée. En pratique, en ajustant simplement les puissances de sortie de chaque bras à une valeur identique, on observe une baisse significative de l'efficacité de combinaison (86%). Ceci est dû à des imperfections du système qui entraîne une asymétrie de la déformation temporelle par effet non linéaire, comme montré en fig. 23. Par exemple, l'efficacité d'injection peut être différente. Le système doit donc être optimisé au vu du spectre rejeté, en ajustant les puissances de pompe et l'injection, ce qui résulte en une amélioration notable de l'efficacité de combinaison (91%). La phase non linéaire totale accumulée étant dans ce cas d'environ 6 rad, nous avons montré qu'il est possible de combiner des amplificateurs femtoseconde en présence de non-linéarités non négligeable, au prix d'une plus grande sensibilité aux conditions expérimentales

**Encadrement** : Louis Daniault, thèse (2009-2012).

**Collaboration** : projet RTRA Triangle de la Physique FemtoCombo (LCF/ONERA), Amplitude Systèmes.

## 4.2 Combinaison passive

Le terme combinaison passive correspond à une architecture pour laquelle, à partir d'un unique oscillateur, on parvient à combiner plusieurs faisceaux amplifiés sans mécanisme de rétroaction actif sur la phase des faisceaux. La mise en phase est une propriété inhérente du système. Les techniques de mise en phase passive ont été l'objet de nombreuses études quand la combinaison a lieu dans une cavité laser [Sabourdy 2002] [Ishaaya 2009]. Ici, nous proposons et décrivons une méthode originale pour accomplir la mise en phase en architecture MOPA (Master Oscillator Power Amplifier), qui est la seule possible dans le contexte des sources femtoseconde.

Le principe de cette méthode est de former un interféromètre à N faisceaux pour lequel chaque faisceau parcourt le même trajet global en empruntant des chemins différents, c'est-à-dire en passant dans les éléments du chemin dans un ordre différent. Chaque faisceau peut donc être amplifié à un même niveau d'énergie, d'une manière symétrique pour chacun des faisceaux. L'implémentation la plus simple de cette idée est l'interféromètre de Sagnac, qui permet de combiner deux faisceaux se propageant en sens opposés sur un même chemin [P53].

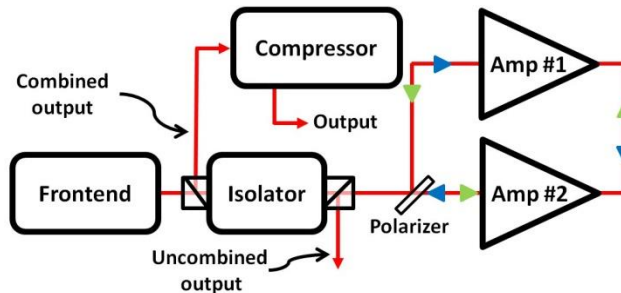


Fig. 24 : Dispositif expérimental de combinaison cohérente passive.

Le schéma de principe de l'expérience de combinaison cohérente passive à forte énergie [P56 joint] est montré en fig. 24. Les amplificateurs utilisés sont basés sur des fibres rigides (« rodtype fiber ») pour lesquelles une seule polarisation est amplifiée de manière efficace. Nous avons donc recouru à un isolateur pour séparer les faisceaux incidents et amplifiés. L'injecteur est constitué d'un oscillateur à verrouillage de mode, un modulateur acousto-optique servant à réduire la cadence de l'oscillateur, un étireur à 600 ps, et un préamplificateur à fibre. Les impulsions émises possèdent un spectre de 9 nm, correspondant à une durée de 200 fs. Un polariseur est utilisé pour séparer les faisceaux contrapropagatifs, et l'isolateur est utilisé pour extraire les faisceaux rejeté et combiné.

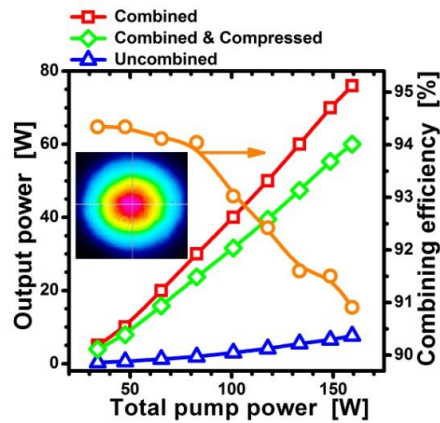


Fig. 25 : Puissances moyennes en sortie du système et efficacité de combinaison correspondante. Insert : profil du faisceau à puissance maximale.

La longueur totale de l'interféromètre étant de 5,5 m, ce dispositif de combinaison est insensible aux fluctuations de phase dont la fréquence est inférieure à 25 MHz. Ceci résulte en une suppression des bruits thermiques et acoustiques qui sont la source principale de perturbation de la combinaison cohérente. Afin de vérifier cette propriété, nous avons mesuré le bruit d'intensité correspondant à l'injecteur, qui est de 1,1%. En sortie du système d'amplification, à énergie maximale, ce bruit est de 2%. Cette augmentation modeste montre que la phase relative des deux faisceaux est très bien stabilisée.

L'efficacité de combinaison maximale à basse puissance est de 95%, limitée par les aspects spatiaux tels que du tilt relatif résiduel, ou de petites différences de front d'onde entre les faisceaux. Le modulateur est réglé pour réduire la cadence à 92 kHz. Les caractéristiques d'amplification du système sont montrées en fig. 25. Pour une puissance de pompe maximale de 160 W, la puissance de sortie est de 75 W, correspondant à une énergie par impulsion de 815  $\mu$ J. Cette énergie en sortie est rendue possible uniquement par le système de combinaison, car nous avons observé que la limite due au dommage optique sur les faces pour une seule fibre dans une situation similaire se situe aux alentours de 450  $\mu$ J. L'efficacité de combinaison à forte énergie ne diminue que de 3% en dépit d'une intégrale B de l'ordre de 7 rad. D'autre part, en augmentant la cadence à 2 MHz, c'est-à-dire en diminuant l'énergie par impulsion pour retrouver de la marge vis-à-vis du dommage optique, nous avons obtenu une puissance moyenne après compression de 105 W pour 270 W de pompe.

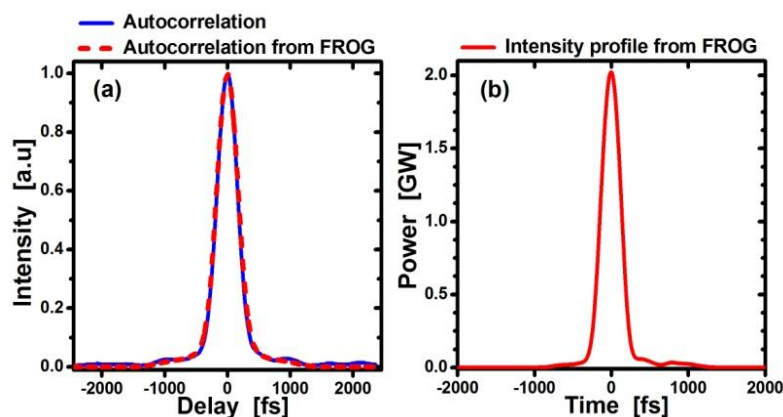


Fig. 26 : (a) Autocorrélations à 650  $\mu$ J d'énergie par impulsion (b) Profil temporel issu du FROG.

Les propriétés temporelles des impulsions amplifiées sont montrées en fig. 26. La durée d'impulsion est de 300 fs, avec peu d'énergie contenue dans le piédestal. Le produit temps-fréquence est de 0,75 et la caractérisation complète utilisant un FROG montre que la puissance crête dépasse 2 GW, ce qui place ce système en très bonne place dans l'état de l'art des sources à fibre femtoseconde de forte puissance. Le spectre amplifié possède une largeur de 8,5 nm. Le faisceau amplifié possède un  $M^2$  inférieur à 1,3 dans les deux directions, ce qui montre que les bonnes propriétés spatiales dues au guidage dans la fibre sont conservées, voire améliorées par la combinaison, puisque les défauts de front d'onde qui ne sont pas communs aux deux faisceaux sont rejetés par le système.

Poussant plus loin le niveau des non linéarités, nous avons mené une expérience de combinaison cohérente passive dans le cadre des amplificateurs sans étireur décrits dans la partie 2.1, afin de vérifier la compatibilité entre l'architecture de combinaison passive et les régimes d'amplification très non linéaire. Le réglage de l'expérience devient très délicat, car le moindre asymétrie du système se traduit par une phase non linéaire qui dégrade l'efficacité. Néanmoins, nous avons obtenu le résultat présenté sur la fig. 27 : des impulsions de 37 fs, avec une puissance crête de 9 MW, avec une efficacité de combinaison de 92%.

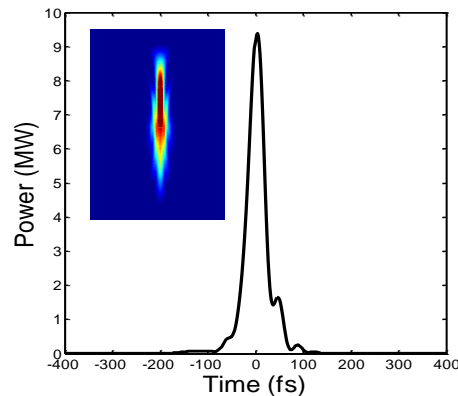


Fig. 27 : Profil temporel de l'impulsion générée en combinaison passive d'amplificateurs sans étireur.  
Insert : trace FROG correspondante.

L'application de ce principe de combinaison à un nombre d'amplificateur supérieur à deux est possible. Une des architectures envisageable est montrée en fig. 28. Cependant, cette technique de mise en phase requiert que les  $N$  faisceaux combinés passent chacun dans les  $N$  amplificateurs. Pour des amplificateurs dont les performances sont limitées par les effets non linéaires, il est clair que l'augmentation du nombre d'amplificateurs conduit à un niveau de non linéarité plus élevé, et il est alors préférable d'utiliser un système de combinaison active d'amplificateurs en parallèle. Cependant, en sortant du cadre des amplificateurs à fibre, cette méthode de mise en phase pourrait être très intéressante, notamment dans le cadre des amplificateurs multi-passages à haute énergie basés sur des cristaux massifs. Dans ce cas, les limitations sont liées au faible gain de la structure, qui peut limiter l'extraction efficace de l'énergie stockée, ainsi qu'au seuil de dommage. La combinaison passive de faisceau permet alors de résoudre en partie ces problèmes, puisqu'elle augmente le nombre de passage dans les amplificateurs, tout en répartissant la fluence totale sur  $N$  faisceaux. Des expériences préliminaires dans le contexte d'un amplificateur multi-passage basé sur un cristal massif de  $\text{Yb:CaF}_2$  ont montré que cette méthode est applicable avec une longueur de boucle de Sagnac de plus de 200 m, obtenant une énergie par impulsion de 160 mJ.

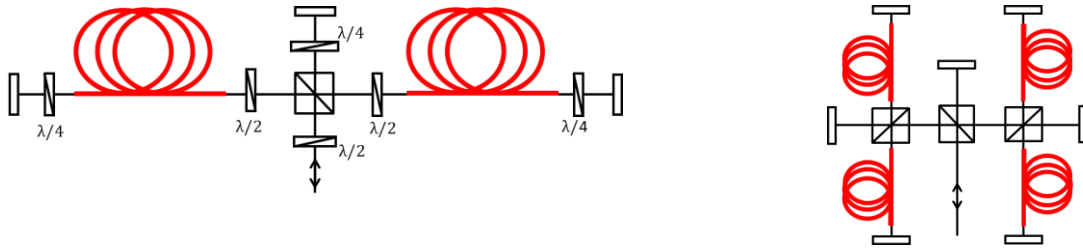


Fig. 28 : Système de combinaison passive à N amplificateur. Gauche : cellule élémentaire. Droite : exemple pour 4 amplificateurs.

Le développement de ces architectures de mise en phase passive d'amplificateurs optiques a donné lieu au dépôt de deux brevets [B4, B5].

**Collaboration** : Amplitude Systèmes, LULI.

### 4.3 Combinaison passive spatio-temporelle

Il est possible d'associer la combinaison cohérente passive décrite précédemment à une méthode de combinaison consistant à créer de multiples répliques temporelles de l'impulsion à amplifier, orientées selon deux polarisations orthogonales, et séparées d'un retard supérieur à la durée d'impulsion dans le système. En sortie de l'amplificateur ces répliques temporelles sont recombinaées pour reformer une unique impulsion amplifiée. Cette technique, appelée DPA pour Divided Pulse Amplification [Zhou 2007] [Kong 2012], représente une alternative à l'amplification à dérive de fréquence, utile lorsque cette dernière est difficile à implémenter. Par exemple, les impulsions picoseconde sont difficiles à étirer car le spectre associé est étroit, et nécessite une grande quantité de phase spectrale d'ordre deux. Un autre exemple est celui de l'amplification parabolique, régime qui nécessite une impulsion initiale proche de la limite de Fourier. Dans ces deux cas, la méthode DPA peut avantageusement être utilisée pour réduire la puissance crête dans le milieu amplificateur, et de façon équivalente augmenter l'énergie par impulsion accessible.

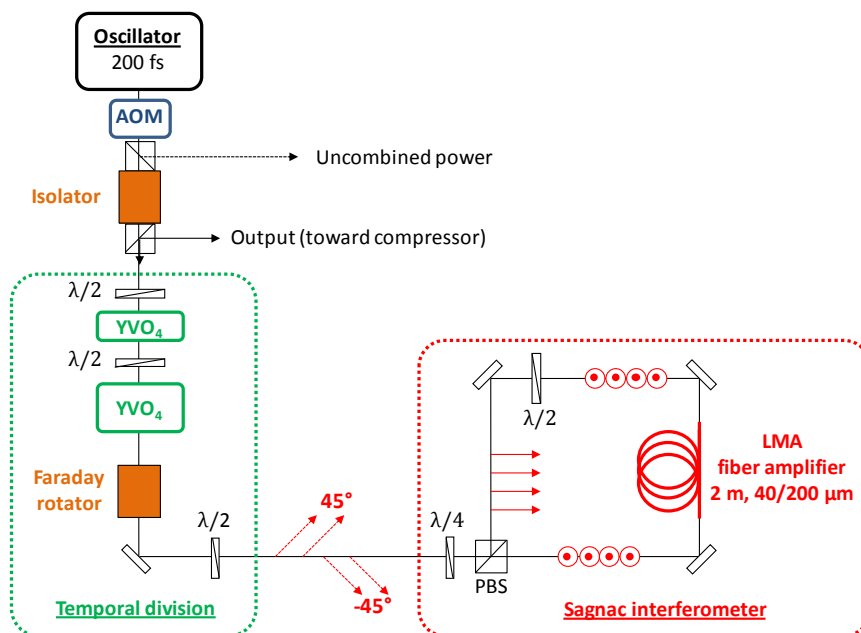


Fig. 29 : Expérience de combinaison passive spatio-temporelle

Lorsque les retards à générer entre les impulsions sont de l'ordre de quelques picosecondes, l'opération de division / combinaison temporelle peut être réalisée à l'aide d'une cascade de cristaux de forte biréfringence de groupe. Utilisant cette méthode, nous avons réalisé une expérience associant un interféromètre de Sagnac qui sépare spatialement deux faisceaux contra-propagatifs et une étape de séparation / recombinaison temporelle suivant le principe de la méthode DPA [P58 joint]. Le schéma de principe de cette expérience d'amplification sans étireur est montré en figure 29. Le train d'impulsions issu de l'oscillateur subit d'abord les 2 étapes de division temporelle dans les cristaux de vanadate, puis est divisé en deux faisceaux contrapropagatifs dans la boucle de Sagnac, qui contient un amplificateur à fibre. Ainsi, au total, 8 impulsions sont amplifiées puis combinées spatialement et temporellement. Comme dans le cas de la combinaison spatiale seule, le système doit être le plus symétrique possible pour assurer que le faisceau qui repasse dans les cristaux biréfringents au retour possède l'état de polarisation adéquat pour une combinaison temporelle efficace.

La figure 30 montre les spectres et les autocorrélations obtenus en sortie au fur et à mesure que les étapes de divisions spatiales et temporelles sont activées. On observe nettement une réduction de la largeur spectrale et une augmentation de la durée, correspondant à une plus faible puissance crête dans l'amplificateur et des effets non linéaires réduits. Inversement, cette observation montre qu'on peut atteindre une énergie après combinaison augmentée d'un facteur égal au nombre de divisions. Dans notre expérience, la limite en énergie en sortie du compresseur se trouve à  $3.1 \mu\text{J}$ , et correspond à des impulsions de 50 fs, soit une puissance crête de 52 MW. Au-delà il est difficile de comprimer les impulsions avec une qualité temporelle acceptable, et le système est très sensible aux désalignements à cause de la forte non-linéarité. Cette énergie représente tout de même un progrès d'un facteur 3 par rapport au résultat décrit dans la partie 2.1.3, obtenu avec une fibre rigide dont l'aire est environ 4 fois plus grande. Ainsi, en augmentant le nombre de divisions temporelles et en utilisant une fibre rigide, on peut imaginer atteindre avec cette architecture une puissance crête de l'ordre du GW avec des impulsions de l'ordre de 50 fs, avec une puissance moyenne de plusieurs dizaines de Watts.

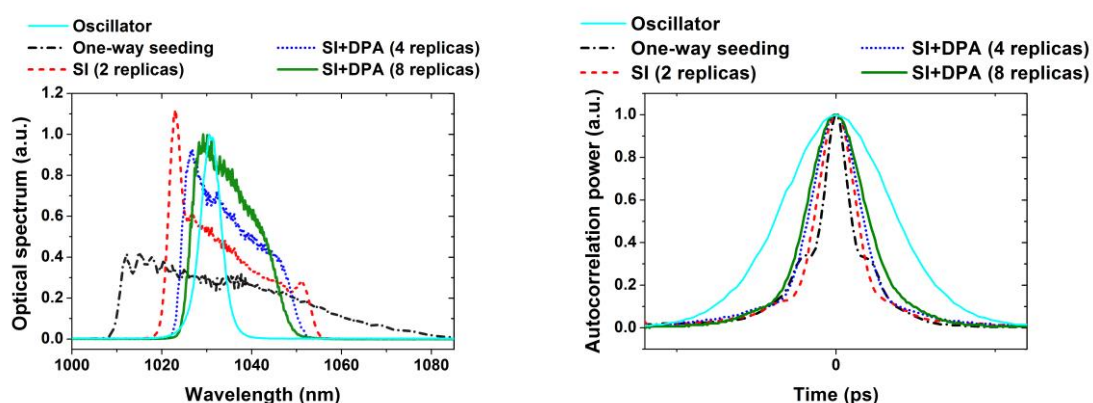


Fig. 30 : Spectres et autocorrélations mesurés à mesure que les étapes de divisions spatiales et temporelles sont ajoutées.

**Collaboration** : Amplitude Systèmes.

#### 4.4 Fibres multicoeurs

Afin de dépasser les limites en énergie des amplificateurs à fibre qui sont imposées par les faibles dimensions transverses du milieu amplificateur, deux voies principales ont jusqu'à maintenant été explorées : la mise au point de fibres à très large aire modale, et la combinaison cohérente de plusieurs amplificateurs à fibre.

L'idée de départ de notre activité de contrôle spatial des amplificateurs à fibre se situe à l'intersection de ces deux voies : elle consiste à utiliser une fibre multimode / multicoeur pour amplifier des impulsions femtoseconde. Ces fibres multicoeurs peuvent être vues comme des fibres à très grande aire effective, puisque le nombre de cœurs / modes peut être arbitrairement augmenté pour éviter les effets non linéaires et dépasser les limites actuelles en termes d'énergie par impulsion. Toutefois, l'utilisation de ces fibres nécessite un contrôle de la phase optique des faisceaux issus de chaque cœur / mode pour obtenir un faisceau limité par la diffraction, ce qui est similaire à la problématique de la combinaison cohérente. L'avantage majeur par rapport à ces derniers systèmes est que la structure multicoeur / multimode est intégrée et monolithique, ce qui permet de simplifier le système et de profiter de fluctuations de phase très réduites.

En collaboration avec Thales Research and Technology, nous avons dans un premier temps étudié une technique de contrôle du front d'onde basé sur la conjugaison de phase par holographie numérique, d'abord en régime continu, puis en régime sub-ns [P43, P47 joint]. Le montage expérimental est présenté en figure 31. La technique consiste à sonder la fibre en lui injectant un front d'onde plan qui est déformé par propagation dans la structure de cœurs / modes. Une figure d'interférence entre ce front d'onde déformé et une référence plane est ensuite réalisée sur une caméra CCD, dont l'image est affichée sur un modulateur spatial de lumière. Ce dernier agit comme un réseau holographique et est éclairé par une onde plane, et l'ordre de diffraction -1 est alors proportionnel au conjugué en phase du faisceau objet, sous certaines conditions. Cette onde conjuguée, qui constitue le signal à amplifier, est envoyée en géométrie contrapropagative par rapport à la sonde, et le faisceau en sortie d'amplificateur redevient plan par propagation inverse.

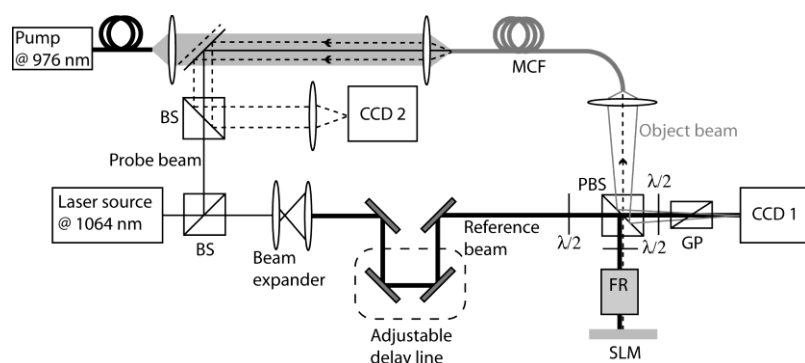


Figure 31 – Schéma expérimental de l'expérience de contrôle de front d'onde dans une fibre multicoeur / multimode.

Nous avons exploré cette technique à la fois pour des fibres multimodes passives et multicoeurs actifs. Les limites de la technique ont été étudiées, et nous avons démontré qu'elle était efficace y compris pour des amplificateurs à fort gain, de l'ordre de 20 dB. La figure 32 présente des résultats



obtenus avec une fibre à 19 cœurs en configuration d'amplificateur, et montre une amélioration du rapport de Strehl d'un facteur 2 sur le champ lointain.

Nous nous attachons aussi à la mise en œuvre de fibres multicoeurs en régime femtoseconde, domaine qui nous semble particulièrement prometteur, et qui suppose le contrôle et la manipulation simultanés de la phase temporelle (système à dérive de fréquence) et de la phase spatiale du faisceau femtoseconde. Un projet ANR est en cours associant les laboratoires LCF, PhLAM, XLIM et l'ONERA sur ce sujet.

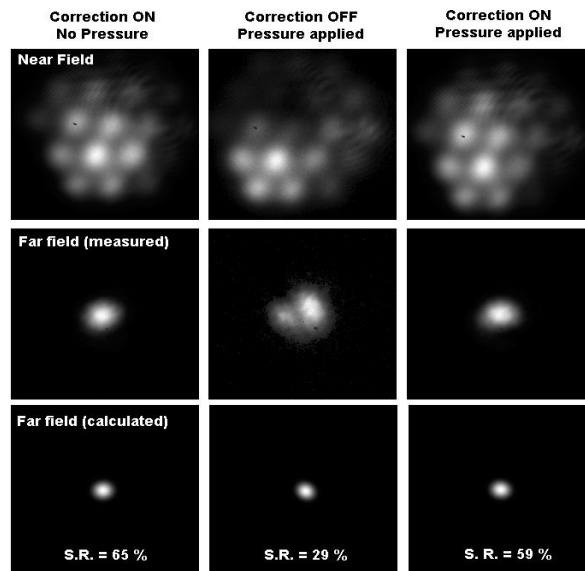


Figure 32 – Champ proche et champ lointain mesurés en sortie de l'amplificateur multicoeur, en absence et en présence de correction active de front d'onde. La dernière ligne présente le champ lointain calculé pour un front d'onde parfaitement plan dans le champ proche.

**Encadrement** : Mathieu Paurisse, thèse (2007-2010)

**Collaboration** : projet ANR CAN (LOA/Thales RT/ONERA/LCF)

## Conclusion et ouverture

Ces dix années de recherche nous ont permis d'aborder une large portion de la physique des sources optiques ultrarapide basées sur les fibres optiques. Ainsi, nous avons menés des travaux sur l'amplification d'impulsions dans les fibres dans divers régimes temporels (de la nanoseconde à la femtoseconde), différentes plages de longueurs d'ondes (erbium et ytterbium), dans plusieurs régimes d'amplification (parabolique, sans étireur, à dérive de fréquence). Nous avons également mis en œuvre différentes stratégies pour obtenir les impulsions les plus courtes possibles, comme la gestion des effets non linéaires lors de l'amplification, l'ajout d'étages de compression non linéaires basés sur l'automodulation de phase ou sur la génération d'onde croisée. Enfin, pour étendre encore le domaine de paramètres accessibles par ces sources, nous nous tournons actuellement vers la combinaison cohérente de plusieurs faisceaux, ce qui fait intervenir les aspects spatiaux dans un domaine où l'utilisation de fibres monomode transverse restreignait ce degré de liberté. Ces travaux

ont été fait dans le contexte d'applications variés : télécommunications (multiplexage temporel ultra-rapide, communications cryptés par chaos, formats de modulations avancés), biomédical (chirurgie de l'œil pour la greffe de cornée, glaucome, cataracte), micro-usinage, sources secondaires de rayonnement.

Nos recherches s'orientent à l'heure actuelle vers le contrôle simultané de plusieurs impulsions dans les sources à fibres et leur addition cohérente. Ces techniques offrent de vastes possibilités. On peut en effet penser à l'addition d'impulsions séparées temporellement, spectralement, spatialement, ce qui laisse une grande liberté dans le système optique de combinaison. Plusieurs pistes sont évoquées dans les trois paragraphes qui suivent. Les possibilités en terme de géométrie / principe de combinaison semblent très nombreuses. Enfin, l'application des techniques de combinaison cohérente à d'autres systèmes laser que les sources à fibre, par exemple aux lasers basés sur l'amplification paramétrique optique très large bande, laissent entrevoir le potentiel de sources laser complètement inédites.

### **Combinaison cohérente en régime femtoseconde : aspects collectifs**

Les expériences de démonstration de combinaison cohérente de faisceaux femtoseconde ont été faites avec deux faisceaux uniquement, bien que des résultats préliminaires aient été annoncés avec quatre faisceaux [Chang 2012]. Les aspects collectifs de combinaison cohérente ont fait l'objet de quelques études pour ce qui concerne les aspects spatiaux uniquement [Goodno 2010]. En particulier, il est essentiel de connaître l'impact d'une dispersion d'un paramètre, puisqu'un système réel présentera toujours une telle dispersion pour tous les paramètres. Pour donner un exemple dans le domaine spatial, le centrage des fibres optiques et l'alignement de leur axe dans un système de combinaison cohérente par synthèse de pupille n'est jamais parfait, ce qui induit une diminution de l'efficacité de combinaison. Lorsque des impulsions femtoseconde sont combinées, les paramètres temporels comme le retard de groupe, la dispersion, ou les effets non linéaires accumulés présenteront également une certaine dispersion, et nous avons entrevu ces effets pour deux amplificateurs. Il est donc nécessaire d'étendre cette étude à un grand nombre d'amplificateurs combinés.

Nous avons réalisé des simulations de Monte Carlo pour évaluer ces effets pour un système de combinaison de dix impulsions de 200 fs, en considérant uniquement les aspects temporels. Nous considérons que chaque faisceau est issu d'un amplificateur à dérive de fréquence, dont les paramètres (phase absolue, retard de groupe, dispersion, intégrale B) présentent une dispersion gaussienne d'écart type  $\sigma$ . Le résultat de ces dispersions sur l'efficacité de combinaison moyenne et crête est montré en fig. 31.

L'influence de la phase absolue est bien connue puisqu'elle est commune à tous les systèmes de combinaison cohérente. Cette simulation montre que le retard de groupe doit être contrôlé à environ un dixième de la durée d'impulsion afin de ne pas avoir d'influence notable sur l'efficacité du système. Enfin, l'efficacité de combinaison semble assez tolérante sur des écarts de dispersion ou d'effets non linéaires, ce qui est un point encourageant si un grand nombre d'amplificateurs femtoseconde doivent être combinés.

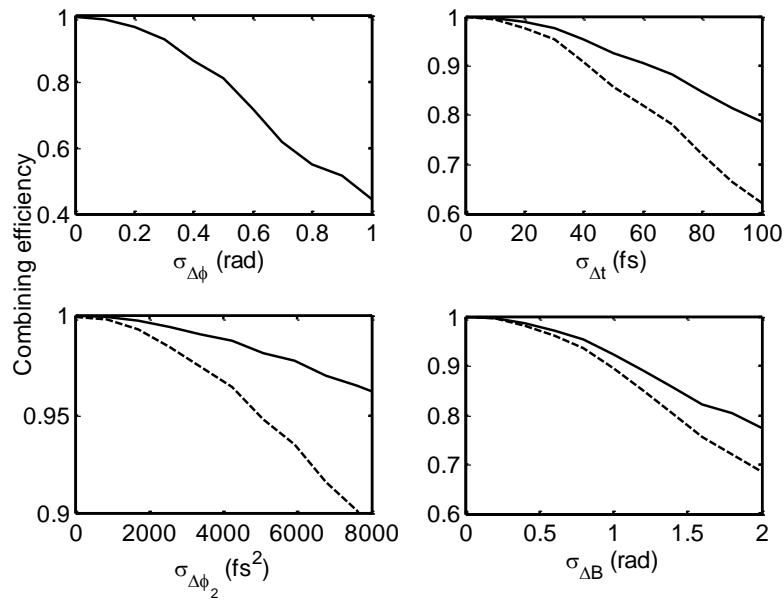


Figure 31 – Impact des défauts temporels (phase absolue, retard de groupe, dispersion, intégrale B) sur l’efficacité de combinaison (ligne continue, efficacité moyenne, ligne pointillée, efficacité crête).

Un autre point intéressant concerne l’association d’effets spatiaux et temporels. Par exemple, si l’on considère un système à synthèse de pupille, les défauts temporels de chacun des amplificateurs sont associés à la position particulière de chaque amplificateur dans la pupille, ce qui mène à des couplages spatio-temporels. Une méthode de caractérisation complète sera nécessaire pour étudier ces effets expérimentalement.

Ces études sont faites dans le cadre du projet européen ICAN, qui vise à définir une architecture possible de laser femtoseconde associant forte puissance moyenne et forte puissance crête, et dont le but à terme est de concevoir un système laser permettant d’accélérer des électrons à des énergies allant au-delà de ce qui est faisable actuellement dans les synchrotrons. A titre d’exemple le démonstrateur de la brique de base d’un tel système futur devra être capable de générer des impulsions de 1 J et 200 fs à la cadence de 10 kHz, soit une puissance moyenne de 10 kW.

Collaboration : Projet européen ICAN (CNRS, ORC Southampton, CERN, Fraunhofer IOF Jena)

### Amplificateur à fibre multicoeur femtoseconde

Une des voies qui paraît séduisante pour réaliser la combinaison cohérente de plusieurs faisceaux consiste à intégrer les amplificateurs au sein d’une même structure, en réalisant une fibre à plusieurs cœurs indépendants (fig. 32). Les fluctuations relatives vues par chacun des faisceaux sont alors très réduites du fait de la proximité des cœurs, comme vérifié expérimentalement [Hartl 2009]. Il faut néanmoins assurer un contrôle des pistons de phase, voire du retard de groupe, de chacun des cœurs, au moyen d’un système actif. Nous avons démarré un projet de recherche (ANR MultiFemto) visant à explorer les moyens expérimentaux de mettre en œuvre cette idée.

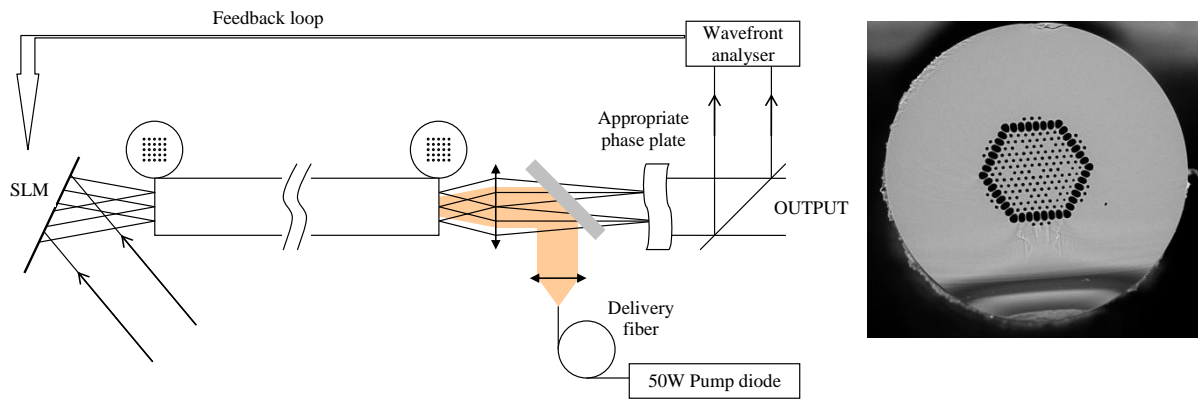


Figure 32 – Schéma de principe de l'architecture multicœur (gauche). Fibre multicœur (structure préliminaire) réalisée au PhLAM pour le projet MultiFemto.

Collaboration : projet ANR MultiFemto (LCF, XLIM, PhLAM, ONERA).

### Autres additions cohérentes : amplification d'impulsions divisées, synthèse d'impulsion, et cavités résonantes

De nombreuses idées associées à l'addition cohérente de plusieurs champs optiques nous semblent intéressantes à explorer dans le but de proposer des sources impulsionnelles inédites. Par exemple, l'architecture DPA pourrait être explorée plus systématiquement. Une idée consisterait à utiliser le DPA comme une extension à un CPA. Il est en effet très difficile d'étirer des impulsions optiques au-delà de la nanoseconde pour des lasers dont la taille et le coût doivent rester raisonnable. La séparation temporelle d'impulsions étirées à l'aide de lignes à retard en espace libre est en revanche plus aisée, et pourrait être utilisée pour obtenir des durées équivalentes d'étirement au-delà de la nanoseconde. La méthode DPA pourrait aussi être utilisée dans d'autres situations que l'amplification, dans lesquelles une limite en énergie est rencontrée. C'est le cas des systèmes de post compression par propagation non linéaire dans une fibre, puis compression dans un système dispersif.

Une autre possibilité très intéressante consiste à réaliser l'addition cohérente de deux impulsions dont le contenu spectral est différent. Cette idée, appelée synthèse d'impulsion, a été proposée en 1990 dans la perspective de générer des impulsions mono- voire sub-cycle optique [Hänsch 1990]. Depuis, cette idée a été mise en pratique dans plusieurs expériences, soit en synchronisant deux lasers indépendants, soit en partant d'un oscillateur commun et en combinant deux spectres générés par divers effets non linéaires (génération de supercontinuum dans une fibre optique [Krausst 2010], ou conversion paramétrique [Huang 2011]). Les résultats de ces expériences sont spectaculaires, aboutissant à des transitoires optiques de durée inférieure au cycle correspondant à la longueur d'onde moyenne. Jusqu'à maintenant, les expériences se sont focalisées sur l'obtention de durées courtes, mais pourraient être adaptées pour réaliser à la fois la montée en puissance des sources laser et le contrôle de l'impulsion émise, puisque la phase relative et l'intensité de chaque tronçon de spectre sont en principe contrôlables.

Enfin, l'utilisation de cavités résonantes en régime femtoseconde [Pupeza 2010] constitue une autre façon de combiner temporellement plusieurs impulsions successives, et est de plus en plus utilisée

pour réaliser des interactions très non linéaires au sein de la cavité, par exemple la génération d'harmoniques élevées. Pour étendre les domaines d'applications de ces cavités résonantes et en faire de véritables convertisseurs de taux de répétition pour les sources à haute cadence basées sur les fibres, nous étudions la possibilité de commuter l'impulsion qui circule dans la cavité périodiquement hors de la cavité.

Collaboration : projet ANR MultiFemto (LCF, XLIM, PhLAM, ONERA), Amplitude systèmes, projet européen ICAN.

## Références

[Agrawal 2006] G. P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics," Academic Press (2006).

[Bigourd 2010] D. Bigourd, L. Lago, A. Mussot, A. Kudlinski, J.-F. Gleyze, E. Hugonnot, "High-gain fiber, optical-parametric, chirped-pulse amplification of femtosecond pulses at 1  $\mu\text{m}$ ," *Opt. Lett.* 35, 3480-3482 (2010).

[Cerullo 2003] G. Cerullo, S. De Silvestri, "Ultrafast optical parametric amplifiers," *Rev. Sci. Instr.* 74, pp 1-18 (2003).

[Chang 2012] W. Chang, T. Zhou, L. Siiman, A. Galvanauskas, "Femtosecond pulse coherent combining and spectral synthesis using four parallel chirped pulse fiber amplifiers," in *Lasers, Sources, and Related Photonic Devices*, paper AM4A.25 (2012).

[Fermann 2000] M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, and J. D. Harvey "Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers", *Phys. Rev. Lett.* 84 (26), 6010 (2000).

[Goodno 2010] G. D. Goodno, C.-C. Shih, and J. E. Rothenberg, "Perturbative analysis of coherent combining efficiency with mismatched lasers," *Opt. Express* 18, pp. 25403-25414 (2010).

[Gordon 1986] J. P. Gordon and H. A. Haus, "Random walk of coherently amplified solitons in optical fiber transmission", *Opt. Lett.* 11 (10), 665 (1986).

[Hartl 2009] I. Hartl, A. Marcinkevičius, H. A. McKay, L. Dong, and M. E. Fermann, "Coherent Beam Combination Using Multi-Core Leakage-Channel Fibers," in *Advanced Solid-State Photonics*, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2009), paper TuA6.

[Hänsch 1990] T.W. Hänsch, "A proposed sub-femtosecond pulse synthesizer using separate phase-locked laser oscillators," *Optics Communications* 80, 1, pp. 71-75 (1990).

[Huang 2011] S.-W. Huang, G. Cirmi, J. Moses, K.-H. Hong, S. Bhardwaj, J. R. Birge, L.-J. Chen, E. Li, B. Eggleton, G. Cerullo, F. X. Kärtner, " High-energy pulse synthesis with sub-cycle waveform control for strong-field physics," *Nature Photonics*, vol. 5, issue 8, pp. 475-479 (2011).

[Ishaaya 2009] A. A. Ishaaya, N. Davidson, A. A. Friesem, "Passive laser beam combining with intracavity interferometric combiners", *IEEE Sel. Top. Quantum Electron.* 15 (2), pp. 301 (2009).

[Jullien 2005] Aurélie Jullien, Olivier Albert, Frédéric Burgy, Guy Hamoniaux, Jean-Philippe Rousseau, Jean-Paul Chambaret, Frédérique Augé-Rochereau, Gilles Chériaux, Jean Etchepare, Nikolay Minkovski, and Solomon M. Saltiel, "10<sup>-10</sup> temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation," *Opt. Lett.* 30, 920-922 (2005).

[Kane 1994] S. Kane, J. Squier, J. V. Rudd, and G. Mourou, "Hybrid grating-prism stretcher-compressor system with cubic phase and wavelength tunability and decreased alignment sensitivity," *Opt. Lett.* 19, 1876 (1994).

[Kong 2012] L. J. Kong, L. M. Zhao, S. Lefrancois, D. G. Ouzounov, C. X. Yang, and F. W. Wise, "Generation of megawatt peak power picosecond pulses from a divided-pulse fiber amplifier," *Opt. Lett.* 37, 253-255 (2012).

[Krausst 2010] G. Krausst, S. Lohss, T. Hanke, A. Sell, S. Eggert, R. Huber, A. Leitenstorfer, "Synthesis of a single cycle of light with compact erbium-doped fibre technology," *Nature Photonics*, vol. 4, issue 1, pp. 33-36 (2010).

[Pupeza 2010] I. Pupeza, T. Eidam, J. Rauschenberger, B. Bernhardt, A. Ozawa, E. Fill, A. Apolonski, T. Udem, J. Limpert, Z. Alahmed, A. Azzeer, A. Tünnermann, T. Hänsch, and F. Krausz, "Power scaling of a high-repetition-rate enhancement cavity," *Opt. Lett.* 35, 2052-2054 (2010).

[Sabourdy 2002] D. Sabourdy, V. Kermene, A. Desgarges-Berthelemont, L. Lefort, A. Barthélémy, C. Mahodaux, D. Pureru "Power scaling of fibre lasers with all-fibre interferometric cavity", *Electron. Lett.* 38, pp. 692 (2002).

[Seise 2010] E. Seise, A. Klenke, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Coherent addition of fiber-amplified ultrashort laser pulses," *Opt. Express* 18, 27827 (2010).

[Shay 2007] T. Shay, V. Benham, J. T. Baker, A. D. Sanchez, D. Pilkington, and C. A. Lu, "Self-synchronous and self-referenced coherent beam combination for large optical arrays," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 13, 480 (2007).

[Strickland 1985] D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses", *Opt. Commun.* 56, 219 (1985).

[Tomlinson 1984] W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, and C. V. Shank, "Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers", *J. Opt. Soc. Am. B* 1 (2), 139 (1984).

[Trebino 1993] Rick Trebino and Daniel J. Kane, "Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating," *J. Opt. Soc. Am. A* 10, 1101-1111 (1993).

[Van Howe 2007] J. van Howe, J. H. Lee, C. Xu, "Generation of 3.5 nJ femtosecond pulses from a continuous-wave laser without mode locking," *Opt. Lett.* 32, 1408-1410 (2007).

[Verluise 2000] Frédéric Verluise, Vincent Laude, Jean-Pierre Huignard, Pierre Tournois, and Arnold Migus, "Arbitrary dispersion control of ultrashort optical pulses with acoustic waves," *J. Opt. Soc. Am. B* 17, 138-145 (2000).

[Zhou 2007] Shian Zhou, Frank W. Wise, and Dimitre G. Ouzounov, "Divided-pulse amplification of ultrashort pulses," *Opt. Lett.* 32, 871-873 (2007).

## **Collaborations et projets**

Georgiatech – Systèmes de communications optique utilisant la phase

CELIA – Amplification directe d'impulsions fs dans les fibres optiques

Amplitude Systèmes – Amplification à dérive de fréquence et combinaison cohérente

Thales, ONERA – Combinaison cohérente

PhLAM, XLIM – Fibres de Bragg et Fibres multicoeurs

Projet européen OCCULT (2001-2004) : UIB-PD, Spain (Claudio Mirasso, coordinateur), CSIC, Spain (Pere Colet), UWB, Wales (Alan Shore), GTL-CNRS Telecom, France (Jean-Pierre Goedgebuer), TU Darmstadt, Germany (Ingo Fischer), UoA, Greece (Dimitris Syvridis), UNIPV, Italy (Valerio Annovazzi-Lodi), Opto Speed, Switzerland (Roberto Dall'ara). Etude théorique et expérimentale de l'utilisation du chaos pour sécuriser les transmissions optiques.

ACI Transchaos (2003-2006) : GTL-CNRS Telecom (Laurent Larger, coordinateur), INSA Toulouse (Danièle Fournier-Prunaret), XLIM (Raymond Quéré). Cryptage par chaos sur des impulsions optiques courtes.

Projet ANR HiPoLYFF (2007-2010) : LCF (Patrick Georges, coordinateur), XLIM (Sébastien Février), LOA (Philippe Balcou), ARTES (Alain Brillet). Lasers à fibre dopée ytterbium de haute puissance en régime femtoseconde.

Projet ANR GRECO (2007-2010) : LOA (Karsten Plamann, coordinateur), LCF (Frédéric Druon), Hôtel Dieu (Jean-Marc Legeais), Imagine Eyes (Xavier Lévêque). Greffes de cornée automatisées par laser femtoseconde optimisé et système de contrôle aberrométrique.

Projet ANR CAN (2008-2011) : LOA (Gérard Mourou, coordinateur), LCF (Marc Hanna), Thales (Arnaud Brignon), ONERA (Jérôme Primot). Réseau d'amplificateurs cohérents.

Projet RTRA FemtoCombo (2009-2011) : LCF (Marc Hanna, coordinateur), ONERA (Laurent Lombard). Combinaison cohérente d'amplificateurs à fibre femtoseconde

Projet ANR MultiFemto (2011-2014) : LCF (Marc Hanna, coordinateur), XLIM (Vincent Kermène), PhLAM (Géraud Bowmans), ONERA (Laurent Lombard). Amplificateur à fibre multicoeur en régime femtoseconde et contrôle de front d'onde.

Projet FP7-Infrastructures ICAN (2012-2013) : CNRS (Gérard Mourou, Coordinateur), University of Southampton, Fraunhofer Institute Jena, CERN. International Coherent Amplification Network.

## **Encadrements**

### **Masters 2**

David Boivin (100%), 2003 : Formats de modulation de phase et efficacité spectrale.

Catherine Cafedjian (100%) 2006 : Amplification à derive de fréquence dans les fibres optiques.

Lucie Deroo (100%), 2007 : Génération de supercontinuum dans le visible.

Igor Martial (100%), 2008, 1 publication : Compression externe dans une fibre rodtype.

Sougata Ghosh (100%), 2009 : Caractérisation d'impulsions courtes et systèmes d'amplification non linéaire.

### **Doctorants**

Michael Gross (20%), 2000-2001, 2 publications

“High-rate, short-pulse sources: jitter and pedestal level in optical time-division multiplexing”

Jérôme Vasseur (80%), 2002-2005, 4 publications

« Génération multi-longueur d’onde dans un laser à fibre par verrouillage actif de modes »

David Boivin (80%), 2003-2006, 6 publications

« Systèmes de communications cohérents : estimation de la gigue de phase et proposition d'un format de modulation de phase continue à réponse partielle duobinaire »

Franck Morin (50%), 2007-2010, 2 publications

« Conception d’une source à impulsions courtes à 1600 nm à fibres dopées erbium. Application à la greffe de cornée»

Mathieu Paurisse (50%), 2007-2010, 3 publications

« Correction active du profil spatial de faisceaux amplifiés dans des fibres multimodes et multicoeurs »

Louis Daniault (70%), 2009-2012, 5 publications

« Combinaison cohérente d’amplificateurs à fibre en régime femtoseconde »

### **Post-doctorants**

Pierre-Ambroise Lacourt (50%), 2004-2005, 2 publications

Dimitris Papadopoulos (60%), 2007-2009, 5 publications

Shifeng Jiang (80%), 2009-2010, 1 publication

## **Enseignement**

1<sup>ère</sup> année Institut d’Optique : TDs, TP traitement du signal et théorie de l’information.

2<sup>ème</sup> année Institut d’Optique : TP laser.

3<sup>ème</sup> année Institut d’Optique / Master 2 : Cours et TDs Physique des lasers.

2<sup>ème</sup> année ENSTA : Cours et TDs Lasers.

Formation continue : Lasers à fibre.



## Liste de publications

### Revues à comité de lecture (Les articles en gras sont joints en annexe)

- P1 M. Hanna, H. Porte, J.-P. Goedgebuer, W. T. Rhodes, "Soliton optical phase control by use of in-line filters," *Optics Letters*, vol. 24, no 11, pp. 732-734, 1999.
- P2 M. Hanna, H. Porte, J.-P. Goedgebuer, W. T. Rhodes, "Experimental investigation of the soliton optical phase jitter," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 36, no 11, pp. 1333-1338, 2000.
- P3 M. Hanna, H. Porte, J.-P. Goedgebuer, W. T. Rhodes, "Performance assessment of DPSK soliton transmission system," *Electronics Letters*, vol. 37, no. 10, pp. 644-646, 2001.
- P4 T. G. Ulmer, M. Hanna, B. R. Washburn, C. M. Verber, S. E. Ralph, A. J. SpringThorpe, "Microcavity-enhanced surface-emitted second-harmonic generation from 200 fs pulses at 1.5  $\mu\text{m}$ ," *Applied Physics Letters*, vol. 78, no. 22, pp. 3406-3408, 2001.
- P5 T. G. Ulmer, M. Hanna, B. R. Washburn, S. E. Ralph, A. J. SpringThorpe, "Microcavity-enhanced surface-emitted second-harmonic generation for ultrafast all-optical signal processing," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 38, no. 1, pp 19-30, 2002.
- P6 M. C. Gross, M. Hanna, K. M. Patel, S. E. Ralph, "Reduction of power fluctuations in optically time-division-multiplexed pulse train through pedestal reduction by nonlinear amplifying loop mirror," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol.14, no. 5, pp. 690-692, 2002.
- P7 M. C. Gross, M. Hanna, K. M. Patel, S. E. Ralph, "Spectral method for characterization of uncorrelated and correlated amplitude and timing jitter," *Applied Physics Letters*, vol. 80, no.20, pp 3694-3696, 2002.
- P8 P.-A. Lacourt, M. Hanna, J. M. Dudley, J.-P. Goedgebuer, "Complete intensity and chirp characterisation of milliwatt peak power picosecond pulses at 10 GHz propagating over 308 km in a fibre recirculation-loop," *Electronics Letters*, vol. 38, no. 25, pp 1696-1697, 2002.
- P9 M. Hanna, D. Boivin, P.-A. Lacourt, J.-P. Goedgebuer, "Calculation of optical phase jitter in dispersion-managed systems by use of the moment method," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 21, no. 1, pp 24-28, 2004.**
- P10 M. Hanna, D. Boivin, P.-A. Lacourt, J.-P. Goedgebuer, "Effect of sliding filters on the soliton optical phase jitter in constant-dispersion systems," *Optics Communications*, vol. 231/1-6, pp 181-185, 2004.
- P11 D. Boivin, M. Hanna, P.-A. Lacourt, J.-P. Goedgebuer, "Reduction of phase jitter in dispersion-managed systems by in-line filtering," *Optics Letters*, vol. 29, no. 7, pp 688-690, 2004.
- P12 J. Vasseur, M. Hanna, J. M. Dudley, J.-P. Goedgebuer, "Alternate multiwavelength modelocked fiber laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 8, pp 1816-1818, 2004.
- P13 N. Gastaud, S. Poinso, L. Larger, J.-M. Merolla, M. Hanna, J.-P. Goedgebuer, and F. Malassenet "Electro-optical chaos for multi-10Gbit/s optical transmissions," *Electronics Letters*, vol. 40, no. 14, pp 898-899, 2004.
- P14 J. Vasseur, M. Hanna, J. M. Dudley, J.-P. Goedgebuer, "Generation of interleaved pulses on time-wavelength grid by actively modelocked fibre laser," *Electronics Letters*, vol. 40, no. 14, pp 901-902, 2004.
- P15 P.-A. Lacourt, M. Hanna, J. M. Dudley, "Broadband and ultrasensitive pulse characterization using frequency-resolved optical gating via four-wave mixing in a semiconductor optical amplifier," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 1, pp 157-159, 2005.
- P16 D. Boivin, M. Hanna, J. R. Barry, "Reduced-bandwidth duobinary differential continuous-phase modulation format for optical communications," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 6, pp 1331-1333, 2005.
- P17 M. Hanna, P.-A. Lacourt, S. Poinso, J. M. Dudley, "Optical pulse generation using soliton-assisted time-lens compression," *Optics Express*, vol. 13, no. 5, pp 1743-1748, 2005.
- P18 L. Larger, P.-A. Lacourt, S. Poinso, M. Hanna, "From flow to map in experimental high dimensional electro-optic nonlinear delay oscillator," *Physical Review Letters*, vol. 95, no. 4, art 043903, 2005.
- P19 J. Vasseur, M. Hanna, J. M. Dudley, J.-P. Goedgebuer, "Stabilization of an actively modelocked fibre laser by multi-harmonic phase modulation," *Optics Communications*, vol. 256, pp 394-399, 2005.
- P20 J. Vasseur, M. Hanna, J. M. Dudley, J. R. Barry, "Numerical and theoretical analysis of an alternate multiwavelength modelocked fiber laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 11, pp 2295-2297, 2005.
- P21 M. Hanna, F. Druon, P. Georges, "Fiber optical parametric chirped-pulse amplification in the femtosecond regime," *Optics Express*, vol. 14, no. 7, pp 2783-2790, 2006.
- P22 D. Boivin, G.-K. Chang, J. R. Barry, M. Hanna, "Reduction of Gordon-Mollenauer phase noise in dispersion-managed systems using in-line spectral inversion," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 23, no. 10, pp 2019-2023, 2006.
- P23 D. Boivin, M. Harris, M. Hanna, J. Yu, G.-K. Chang, J. R. Barry, "Experimental measurement of optical phase variance in RZ-DPSK systems using direct detection after demodulation by a MZDI," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 19, pp 1990-1992, 2006.
- P24 J. Vasseur, M. Hanna, J. M. Dudley, J.-P. Goedgebuer, J. Yu, G.-K. Chang, J. R. Barry, "Alternate multiwavelength picosecond pulse generation by use of an unbalanced Mach-Zehnder interferometer in a modelocked fiber ring laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 43, no. 1, pp. 85-96, 2007.**

- P25 J. Boudeile, F. Druon, M. Hanna, P. Georges, Y. Zaouter, E. Cormier, J. Petit, P. Goldner, B. Viana, "Continuous-wave and femtosecond laser operation of Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> under high-power diode pumping," *Optics Letters*, vol. 32, no. 14, pp 1962-1964, 2007.
- P26 C. Lesvignes, V. Couderc, A. Tonello, P. Leproux, A. Barthélémy, S. Lacroix, F. Druon, P. Blandin, M. Hanna, P. Georges, "Visible supercontinuum generation controlled by intermodal four-wave mixing in microstructured fiber," *Optics Letters*, vol. 32, no. 15, pp 2173-2175, 2007.
- P27 Y. Zaouter, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, E. Cormier, P. Georges, "Third-order spectral phase compensation in parabolic pulse compression," *Optics Express*, vol. 15, no. 15, pp 9372-9377, 2007.
- P28 D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, M. Hanna, F. Druon, E. Cormier, P. Georges, "Generation of 63 fs 4.1 MW peak power pulses from a parabolic fiber amplifier operated beyond the gain bandwidth limit," *Optics Letters*, vol. 32, no. 17, pp 2520-2522, 2007.**
- P29 Y. Zaouter, D. Papadopoulos, M. Hanna, J. Boulet, L. Huang, C. Aguergaray, F. Druon, E. Mottay, P. Georges, E. Cormier, "Stretcher-free high energy nonlinear amplification of femtosecond pulses in rod-type fibers," *Optics Letters*, vol. 33, no. 2, pp 107-109, 2008.
- P30 C. Gerhard, F. Druon, P. Blandin, M. Hanna, F. Balembois, P. Georges, F. Falcoz, "Efficient versatile-repetition-rate picosecond source for material processing applications," *Applied Optics*, vol. 47, no. 7, pp 967-974, 2008.
- P31 L. Meignien, J. Mangeney, P. Crozat, L. Duvillelet, M. Hanna, "Two-port vectorial THz electro-optic sampling system," *Applied Physics Letters*, vol. 92, 131103, 2008.
- P32 F. Druon, M. Hanna, G. Lucas-Leclin, Y. Zaouter, D. Papadopoulos, P. Georges, "Simple and general method to calculate the dispersion properties of complex and aberrated stretchers / compressors," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 25, no. 5, pp 754-762, 2008.
- P33 D. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, "Active spectral phase control by use of an acousto-optic programmable filter in high repetition rate sub-80 fs nonlinear fiber amplifiers," *Optics Letters*, vol. 33, no. 13, pp 1431-1433, 2008.
- P34 P. Blandin, F. Druon, M. Hanna, S. Lévêque-Fort, C. Lesvigne, V. Couderc, P. Leproux, A. Tonello, P. Georges, "Picosecond polarized supercontinuum generation controlled by intermodal four-wave mixing for fluorescence lifetime imaging microscopy," *Optics Express*, vol. 16, no. 23, pp 18844-18849, 2008.
- P35 Y. Zaouter, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, E. Mottay, P. Georges, E. Cormier, "Direct amplification of femtosecond pulses in ytterbium-doped fiber amplifiers," *Fiber and Integrated Optics*, vol. 27, no. 6, pp 467-483, 2009.
- P36 D. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, "Compensation of gain narrowing by self-phase modulation in high-energy ultrafast chirped-pulse amplifiers," *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 15, no. 1, pp 182-186, 2009.**
- P37 D. Papadopoulos, F. Druon, J. Boudeile, I. Martial, M. Hanna, P. Georges, "Low-repetition-rate femtosecond operation in extended cavity modelocked Yb:CALGO laser," *Optics Letters*, vol. 34, no. 2, pp 196-198, 2009.
- P38 F. Friebel, F. Druon, J. Boudeile, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, P. Georges, P. Camy, J. L. Doualan, A. Benayad, R. Moncorgé, C. Cassagne, G. Boudebs, "Diode-pumped 99 fs Yb:CaF<sub>2</sub> oscillator," *Optics Letters*, vol. 34, no. 9, pp 1474-1476, 2009.
- P39 I. Martial, D. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, "Nonlinear compression in a rod-type fiber for high energy ultrashort pulse generation," *Optics Express*, vol. 17, no. 13, pp 11155-11160, 2009.
- P40 M. Hanna, D. Papadopoulos, F. Druon, P. Georges, "Distributed nonlinear fiber chirped-pulse amplifier system," *Optics Express*, vol. 17, no. 13, pp 10835-10840, 2009.
- P41 F. Morin, F. Druon, M. Hanna, P. Georges, "Microjoule femtosecond fiber laser at 1.6  $\mu\text{m}$  for corneal surgery applications," *Optics Letters*, vol. 34, no. 13, pp 1991-1994, 2009.
- P42 F. Druon, D. N. Papadopoulos, J. Boudeile, M. Hanna, P. Georges, P. Camy, V. Petit, J. L. Doualan, R. Moncorgé, "Femtosecond pulsed operation of Yb:SrF<sub>2</sub> diode-pumped laser oscillator," *Optics Letters*, vol. 34, no. 15, pp 2354-2356, 2009.
- P43 M. Paurisse, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, C. Bellanger, A. Brignon, J. P. Huignard, "Phase and amplitude control of a multimode LMA fiber beam by use of digital holography," *Optics Express*, vol. 17, no. 15, pp 13000-13008, 2009.
- P44 K. Plamann, F. Aptel, C. L. Arnold, A. Courjaud, C. Crotti, F. Deloison, F. Druon, P. Georges, M. Hanna, J.-M. Legeais, F. Morin, E. Mottay, V. Nuzzo, D. A. Peyrot, and M. Savoldelli, "Ultrashort pulse laser surgery of the cornea and the sclera," *Journal of Optics*, invited review paper, vol. 12, issue 8, n. 084002, 2010.
- P45 Karsten Plamann, Florent Aptel, Nicolas Château, Caroline Crotti, Florent Deloison, Frédéric Druon, Patrick Georges, Marc Hanna, Barbara Lamory, Jean-Marc Legeais, Xavier Levecq, Franck Morin, Valeria Nuzzo, Donald A. Peyrot, Michèle Savoldelli, "Greffes de cornée automatisées par laser femtoseconde optimisé et système de contrôle aberrométrique," *Ingénierie et Recherche Biomédicale*, vol. 31, no. 2, pp 97-100, 2010.
- P46 Shifeng Jiang, Marc Hanna, Frédéric Druon, Patrick Georges, "Impact of self-phase-modulation on coherently combined fiber chirped-pulse amplifiers," *Optics Letters*, vol. 35, no. 8, pp 1293-1295, 2010.
- P47 Mathieu Paurisse, Marc Hanna, Frédéric Druon, Patrick Georges, "Wavefront control of a multicore ytterbium-doped pulse fiber amplifier by digital holography," *Optics Letters*, vol. 35, no. 9, pp 1428-1430, 2010.**
- P48 S. Février, D. Gaponov, M. Devautour, P. Roy, L. Daniault, M. Hanna, D.N. Papadopoulos, F. Druon, P. Georges, M.E. Likhachev, M.Y. Salganskii, M.V. Yashkov, "Photonic bandgap fibre oscillators and amplifiers" *Optical Fiber Technology*, invited, vol. 16, pp 419-427, 2010.

P49 L. Daniault, D. A. Gaponov, M. Hanna, S. Fevrier, P. Roy, F. Druon, P. Georges, M. E. Likhachev, M. Y. Salganskii, M. V. Yashkov, "High power femtosecond chirped pulse amplification in large mode area photonic bandgap Bragg fibers," *Applied Physics B*, vol. 103, no. 3, pp 615-621, 2011.

**P50 L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, E. Mottay, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon, P. Georges, "Coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped pulse amplifiers," *Optics Letters*, vol. 36, no. 5, pp 621-623, 2011.**

P51 J. Boutet, M. Debourdeau, L. Hervé, A. Laidevant, J.-M. Dinten, D. Vray, A. Nguyen-Dinh, O. Messineo, P. Georges, N. Grenier, F. Morin, M. Hanna, F. Druon, "A bimodal fluorescence and ultrasound probe to guide prostate biopsy," *Ingénierie et Recherche Biomédicale*, vol. 32, pp 123-125, 2011.

P52 Yoann Zaouter, Lourdes P. Ramirez, Dimitrios Papadopoulos, Clemens Hönninger, Marc Hanna, Frédéric Druon, Eric Mottay, Patrick Georges, "Temporal cleaning of a high energy fiber-based ultrafast laser using cross-polarized wave generation," *Optics Letters*, vol. 36, no. 10, pp 1830-1832, 2011.

P53 Louis Daniault, Marc Hanna, Dimitris N. Papadopoulos, Yoann Zaouter, Eric Mottay, Frédéric Druon, Patrick Georges, "Passive coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers," *Optics Letters*, vol. 36, no. 20, pp 4023-4025, 2011.

P54 L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, E. Mottay, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon, P. Georges, "Impact of spectral phase mismatch on femtosecond coherent beam combining systems," *Optics Letters*, vol. 37, no. 4, pp 650-652, 2012.

P55 Mathieu Paurisse, Louis Lévêque, Marc Hanna, Frédéric Druon, Patrick Georges, "Complete measurement of fiber modal content by wavefront analysis," *Optics Express*, vol. 20, no. 4, pp 4074-4084, 2012.

**P56 Yoann Zaouter, Louis Daniault, Marc Hanna, Dimitris Papadopoulos, Franck Morin, Clemens Hönninger, Frederic Druon, Eric Mottay, Patrick Georges, "Passive coherent combination of two ultrafast rod type fiber chirped pulse amplifiers," *Optics Letters*, vol. 37, no. 9, pp 1460-1462, 2012.**

P57 K. Plamann, F. Alahyane, F. Aptel, M. Bayleyegn, A. Courjaud, C. Crotti, F. Deloison, F. Druon, A. Dubois, P. Georges, M. Hanna, L. Kowalczyk, J.-M. Legeais, T. Marciano, E. Mottay, M. Savoldelli, "New tool for glaucoma surgery assisted by femtosecond laser and optical coherence tomography," *Ingénierie et Recherche Biomédicale*, vol. 33, pp 42-47, 2012.

**P58 L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, E. Mottay, F. Druon, P. Georges, "High peak-power stretcher-free femtosecond fiber amplifier using passive spatio-temporal coherent combining," *Optics Express*, vol. 20, no. 19, pp 21627-21634, 2012.**

## Conférences invitées

C11 M. C. Gross, K. M. Patel, M. Hanna, S. E. Ralph, "Simultaneous determination of uncorrelated and correlated amplitude and timing jitter from radio-frequency spectrum," Annual Meeting of the Optical Society of America 2002, invited, MR4, Orlando, FL, USA.

C12 P.-A. Lacourt, M. Hanna, J. M. Dudley, J.-P. Goedgebuer, « Caractérisation complète et ultrasensible de la propagation d'impulsions optiques dans une boucle à recirculation par FWM-FROG », Journées Nationales d'Optique guidée 2002, invitée, Dijon, France.

C13 J.-P. Goedgebuer, L. Larger, M. Hanna, N. Gastaud, « Transmission d'informations par chaos », Journées Nationales d'Optique guidée 2002, invitée, Dijon, France.

C14 F. Druon, J. Boudeile, Y. Zaouter, M. Hanna, F. Balembois, P. Georges, J. Petit, P. Goldner, B. Viana, "New Yb-doped crystals for high power and ultrashort lasers," SPIE Conference on Security and Defense 2006, invited, Stockholm, Sweden.

C15 M. Hanna, "Fiber technology for high average power lasers," Posipol Workshop 2007, invited, Orsay, France.

C16 J. Boudeile, D. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, P.O. Petit, P. Goldner, B. Viana, D. Ritz, "Ultrashort pulses high power diode pumped laser based on a new ytterbium doped CaGdAlO<sub>4</sub> crystal," LPHYS 2008, invited, Trondheim, Norway

C17 D. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, Y. Zaouter, E. Cormier, E. Mottay, "Direct amplification and compression of femtosecond pulses in ytterbium-doped fibers," LPHYS 2008, invited, Trondheim, Norway

C18 F. Druon, F. Friebel, J. Boudeile, D.N. Papadopoulos, M. Hanna, P. Camy, J.L. Doualan, A. Benayad, R. Moncorgé, C. Cassagne, G. Boudebs, P. Georges, "Femtosecond oscillators based on Yb:CaF<sub>2</sub> and Yb:SrF<sub>2</sub>," LPHYS 2009, invited, Barcelona, Spain.

C19 C. Bellanger, A. Brignon, J. Colineau, J. P. Huignard, M. Paurisse, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, "Coherent fiber combining by digital holography," CLEO 2010, invited, San Jose, USA.

C10 S. Fevrier, D. A. Gaponov, P. Roy, M. E. Likhachev, S. S. Aleshkina, M. Y. Salganskii, M. V. Yashkov, A. N. Guryanov, L. Daniault, M. Hanna, F. Druon, and P. Georges, "Photonic Bandgap Fiber Oscillators and Amplifiers," OFC 2011, invited, Los Angeles, USA.

C11 D. N. Papadopoulos, S. Ricaud, Y. Zaouter, L. Daniault, F. Friebel, A. Pellegrina, M. Hanna, P. Camy, J.-L. Doualan, R. Moncorgé, P. Georges, F. Druon, "High energy diode pumped Yb:doped crystal amplifiers for ultrashort OPCPA", *Frontiers in Optics, Annual Meeting OSA 2012*, invited, Rochester, USA.

## Conférences

- C1 M. Hanna, H. Porte, J.-P. Goedgebuer, C.-C. Chen, W. T. Rhodes, "La gigue de phase des solitons : étude théorique et expérimentale, Journées Nationales d'Optique guidée 1999, A25, Limoges, France.
- C2 M. Hanna, H. Porte, "The ASE noise-induced soliton phase jitter," Conference on Lasers and Electro-Optics Europe 2000, CFE3, Nice, France.
- C3 T. G. Ulmer, M. Hanna, B. R. Washburn, C. M. Verber, S. E. Ralph, A. J. SpringThorpe, "Microcavity-enhanced surface-emitted second-harmonic generation from subpicosecond pulses at 1550 nm," Alaska Meeting on Fundamental Optical Processes in Semiconductors 2001, Girdwood, AK, USA.
- C4 M. C. Gross, K. M. Patel, M. Hanna, S. E. Ralph, "Impulse-train-driven, gain-switched laser diode: understanding uncorrelated and correlated jitter," Annual Meeting of the Optical Society of America 2001, TuA4, Long Beach, CA, USA.
- C5 M. C. Gross, M. Hanna, K. M. Patel, S. E. Ralph, "Use of nonlinear amplifying loop mirror to reduce power fluctuations in ultrafast optically time-division-multiplexed pulse trains," Conference on Lasers and Electro-Optics 2002, CThG1, Long Beach, CA, USA.
- C6 M. Hanna, P.-A. Lacourt, J. M. Dudley, J.-P. Goedgebuer, "Complete characterization of milliwatt peak power picosecond pulses at 10 GHz propagating over 300 km in a fiber recirculation-loop," Non Linear Guided Waves and applications 2002, NLMA7, Stresa, Italy.
- C7 M. Hanna, P.-A. Lacourt, J.-P. Goedgebuer, "Assessment of the optical phase jitter in dispersion-managed systems," Conference on Lasers and Electro-Optics 2003, CThM50, Baltimore, ML, USA.
- C8 N. Gastaud, L. Larger, F. Malassenet, J.-M. Merolla, M. Hanna, « Application du cryptage par chaos aux communications optiques multi-gigabit », 7èmes Rencontres du Non-linéaire 2004, Paris, France.
- C9 D. Boivin, M. Hanna, P.-A. Lacourt, J.-P. Goedgebuer, "Influence of fixed and sliding in-line filtering on phase jitter," Conference on Lasers and Electro-Optics 2004, CThG2, San Francisco, CA, USA.
- C10 J. Vasseur, M. Hanna, F. Malassenet, J.-P. Goedgebuer, "Alternate multiwavelength picosecond fiber laser," Conference on Lasers and Electro-Optics 2004, CWA66, San Francisco, CA, USA.
- C11 J. Vasseur, M. Hanna, J. M. Dudley, J.-P. Goedgebuer, "Control of time and wavelength pulse interleaving in an actively modelocked fibre laser," European Conference on Optical communications 2004, Th1.3.3, Stockholm, Sweden.
- C12 P.-A. Lacourt, M. Hanna, J. M. Dudley, "Broadband and ultrasensitive pulse characterization using FROG via FWM in a semiconductor optical amplifier," European Conference on Optical communications 2004, Mo3.4.4, Stockholm, Sweden.
- C13 J. Vasseur, M. Hanna, J. M. Dudley, J.-P. Goedgebuer, "Contrôle en temps et en fréquence des impulsions multi longueur d'onde émises par un laser à fibre à verrouillage actif de modes," Journées Nationales d'Optique guidée 2004, 28, Paris, France.
- C14 D. Boivin, M. Hanna, J. P. Barry, "Modulation de phase continue utilisant un signal duobinaire," Journées Nationales d'Optique guidée 2004, 79, Paris, France.
- C15 L. Larger, V. S. Udaltsov, S. Poinot, P.-A. Lacourt, J.-M. Merolla, M. Hanna, "Electro-optic nonlinear oscillator for ultra-fast secure chaos communication", SPIE Conference on Photonics and Defence, London, United Kingdom (25-28 October 2004).
- C16 M. Hanna, P.-A. Lacourt, S. Poinot, J. M. Dudley, "Picosecond pulse generation using nonlinear time-lens compression," Conference on Lasers and Electro-Optics Europe 2005, CD5-3-THU, München, Germany.
- C17 P.-A. Lacourt, S. Poinot, M. Hanna, J. M. Dudley, "Milliwatt peak power cross-correlation frequency-resolved optical gating geometry using fiber four-wave mixing," Conference on Lasers and Electro-Optics Europe 2005, CF5-5-FRI, München, Germany.
- C18 L. Larger, S. Poinot, P.-A. Lacourt, M. Hanna, "Electro-optic chaotic mapping for physical layer encryption," Conference on Lasers and Electro-Optics Europe 2005, EC6-1-THU, München, Germany.
- C19 J. Vasseur, M. Hanna, J. M. Dudley, J. Yu, J. R. Barry, G.-K. Chang, "Numerical and experimental study of an alternate multiwavelength mode-locked fiber ring laser," Optical Fiber Communications 2006, OWI35, Anaheim, CA, USA.
- C20 J. Vasseur, M. Hanna, J. M. Dudley, J. Yu, J. R. Barry, G.-K. Chang, "Stabilization of an actively mode-locked erbium-doped fiber ring laser by multi-harmonic phase modulation," Optical Fiber Communications 2006, OWI30, Anaheim, CA, USA.
- C21 J. Boudeile, Y. Zaouter, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, J. Petit, P. Golner, B. Viana, "Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> crystal for 47-fs-pulse diode-pumped laser," Conference on Lasers and Electro-Optics 2006, CTuEE1, Long Beach, CA, USA.
- C22 D. Boivin, M. Hanna, G.-K. Chang, J. R. Barry, "Duobinary differential continuous-phase modulation format for optical communications," Optoelectronics and Communications Conference 2006, 5F4-2, Kaohsiung, Taiwan.
- C23 D. Boivin, G.-K. Chang, J. R. Barry, M. Hanna, "Reduction of Gordon-Mollenauer phase noise in dispersion-managed systems using spectral inversion," Optoelectronics and Communications Conference 2006, 7C1-3, Kaohsiung, Taiwan.
- C24 J. Boudeile, F. Druon, M. Hanna, P. Georges, J. Petit, P. Golner, B. Viana, "530 mW average power 76-fs diode-pumped Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> laser," Europhoton 2006, Pise, Italy.
- C25 M. Hanna, F. Druon, P. Georges, "Optical parametric chirped-pulse amplification in fibers," EOS annual meeting 2006, TOM6, Paris, France.
- C26 J. Boudeile, F. Druon, M. Hanna, P. Georges, J. Petit, P. Golner, B. Viana, "530 mW average power 76-fs diode-pumped Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> laser," EOS annual meeting 2006, TOM6, Paris, France.
- C27 J. Boudeile, Y. Zaouter, F. Druon, M. Hanna, P. Georges, J. Petit, P. Golner, B. Viana, "Generation of 66-fs 440 mW Average Power Pulses from a Diode Pumped Yb<sup>3+</sup>:CaGdAlO<sub>4</sub> Laser," Advanced Solid-State Photonics 2007, WA2, Vancouver, Canada.

- C28 F. Druon, P. Blandin, M. Hanna, C. Lesvigne, V. Couderc, Ph. Leproux, P. Georges, "Supercontinuum generation in a highly birefringent photonic crystal fiber seeded by a low-repetition rate picosecond infrared laser," SPIE European Symposium on Optics and Optoelectronics 2007, 6588-7, Prague, Czech Republic.
- C29 C. Gerhard, F. Druon, P. Blandin, M. Hanna, F. Balembois, P. Georges, "Efficient versatile-repetition-rate ps source for material processing applications," Conference on Lasers and Electro-Optics Europe 2007, CF8-3-THU, München, Germany.
- C30 J. Boudeile, F. Druon, M. Hanna, P. Georges, Y. Zaouter, J. Petit, P. Goldner, B. Viana, "68-fs passively mode-locked diode-pumped Yb<sup>3+</sup>:CaGdAlO<sub>4</sub> laser with an average power of 520 mW," Conference on Lasers and Electro-Optics Europe 2007, CF9-1-FRI, München, Germany.
- C31 Y. Zaouter, M. Hanna, F. Druon, E. Cormier, P. Georges, "Third-order spectral phase compensation in parabolic pulse compression," Conference on Lasers and Electro-Optics Europe 2007, CJ-19-TUE, München, Germany.
- C32 P. Blandin, F. Druon, M. Hanna, S. Leveque-Fort, M.-P. Fontaine-Aupart, C. Lesvigne, V. Couderc, P. Leproux, P. Georges, "Supercontinuum generation in a highly birefringent photonic crystal fiber seeded by a low-repetition rate picosecond infrared laser," Conference on Lasers and Electro-Optics Europe 2007, IE-8-TUE, München, Germany.
- C33 D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, M. Hanna, F. Druon, E. Cormier, E. Mottay, P. Georges, "Generation of 63-fs 4-MW pulses from a fiber parabolic amplifier," Conference on Lasers and Electro-Optics Europe 2007, CP2-5-THU, postdeadline, München, Germany.
- C34 K. Plamann, V. Nuzzo, D. Peyrot, F. Deloison, G. Mourou, M. Savoldelli, F. Bourles-Dagonnet, J.-M. Legeais, X. Levecq, F. Harms, N. Chateau, F. Druon, M. Hanna, P. Georges, "Conceiving a novel surgical system for femtosecond laser based keratoplasty: the french GRECO project," 2nd International Conference on Femtosecond Lasers in Ophthalmology 2007, Montreal, Canada.
- C35 D. Boivin, M. Haris, M. Hanna, J. Yu, G.-K. Chang and J. R. Barry, "Experimental measurement and numerical estimation of optical phase jitter in RZ-DPSK systems," Optoelectronics and Communications Conference 2007, 12B3-3, Yokohama Kanagawa, Japan.
- C36 J. Boudeile, F. Druon, M. Hanna, P. Georges, "Laser femtoseconde de forte puissance à base de cristaux d'Yb<sup>3+</sup>:CaGdAlO<sub>4</sub> pompé par diode," Colloque sur les lasers et l'optique quantique 10 (2007), Grenoble, France.
- C37 Y. Zaouter, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, E. Mottay, E. Cormier, P. Georges, "Compensation de troisième ordre de dispersion pour la compression d'impulsions paraboliques," Journées Nationales d'Optique guidée 2007, Grenoble, France.
- C38 Y. Zaouter, L. Huang, J. Boulet, C. Agueraray, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, E. Cormier, "Direct amplification of femtosecond pulses at the microjoule level in Yb-doped fibers," Ultrafast Optics 2007, Santa Fe, USA.
- C39 Y. Zaouter, D. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, E. Mottay, "70-fs pulses produced by parabolic amplification in a fiber laser amplifier," International congress on the applications of laser and electro-optics 2007, Orlando, USA.
- C40 D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, M. Hanna, F. Druon, E. Mottay, E. Cormier, P. Georges, "Parabolic fiber amplifier beyond the gain bandwidth limits," Photonics West – LASE 2008, San Jose, USA.
- C41 Y. Zaouter, D. Papadopoulos, M. Hanna, J. Boulet, L. Huang, C. Agueraray, F. Druon, E. Mottay, P. Georges, E. Cormier, "Stretcher-free high energy nonlinear amplification of femtosecond pulses in rod-type fibers," Photonics West – LASE 2008, postdeadline, San Jose, USA.
- C42 Y. Zaouter, J. Boulet, L. Huang, C. Agueraray, E. Cormier, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, P. Georges E. Mottay, "High energy direct amplification of femtosecond pulse in a highly non-linear fiber amplifier," Advanced Solid-State Photonics 2008, Nara, Japan.
- C43 D. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, Y. Zaouter, E. Cormier, E. Mottay, "High-Energy Pulse Generation Using Stretcher-Free Fiber Nonlinear Amplifiers," Advanced Solid-State Photonics 2008, Nara, Japan.
- C44 D. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, "Direct pulse compression of Yb-doped fiber amplified pulses by use of a Dazzler," Conference on Lasers and Electro-Optics 2008, JWA81, San Jose, CA, USA.
- C45 J. Boudeile, D. Papadopoulos, F. Druon, M. Hanna, P. Georges, P.-O. Petit, B. Goldner, B. Viana, "Low repetition rate femtosecond operation in long-cavity modelocked Yb:CALGO laser," Conference on Lasers and Electro-Optics 2008, CF15, San Jose, CA, USA.
- C46 D. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, Y. Zaouter, E. Cormier, E. Mottay, "High-energy direct amplification of femtosecond pulses in the nonlinear regime," Conference on Lasers and Electro-Optics 2008, CThB4, San Jose, CA, USA.
- C47 J. Boudeile, D. Papadopoulos, M. Hanna, P.O. Petit, P. Goldner, B. Viana, F. Druon, P. Georges, "Femtosecond modelocked Yb:CALGO laser at low-repetition-rate," Europhoton Conference 2008, Paris, France.
- C48 D. N. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, "High-repetition rate operation of an acousto-optic programmable filter in a femtosecond fiber amplifier system," Europhoton Conference 2008, Paris, France.
- C49 D. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, "Highly nonlinear femtosecond chirped-pulse fiber amplifier to overcome gain narrowing," Advanced Solid-State Photonics 2009, Denver, CO, USA.
- C50 F. Druon, F. Friebel, J. Boudeile, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, P. Georges, P. Camy, V. Petit, J. L. Doualan, R. Moncorgé, C. Cassagne, G. Boudebs, "Yb:CaF<sub>2</sub> Based 100-fs Diode-Pumped Oscillator," Advanced Solid-State Photonics 2009, Denver, CO, USA.
- C51 F. Morin, F. Druon, M. Hanna, P. Georges, "Chirped-pulse amplification of an erbium-doped fiber laser at 1.6 μm," Conference on Lasers and Electro-Optics Europe 2009, CJ9.2, München, Germany.
- C52 M. Paurisse, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, "Determination of modal content in multimode fibers by simultaneous intensity and phase measurement," Conference on Lasers and Electro-Optics Europe 2009, CJ.P.9, München, Germany.
- C53 I. Martial, D. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, "Generation of 49 fs, 41 MW peak power pulses from fiber laser using nonlinear compression in rod type fiber," Conference on Lasers and Electro-Optics Europe 2009, CF2.2, München, Germany.

- C54 F. Friebe, F. Druon, J. Boudeile, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, P. Georges, P. Camy, J. L. Doualan, A. Benayad, R. Moncorgé, C. Cassagne, G. Boudebs, "Femtosecond oscillators based on Yb:SrF<sub>2</sub> and Yb:CaF<sub>2</sub>," Conference on Lasers and Electro-Optics Europe 2009, CA7.2, München, Germany.
- C55 D. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, "Distributed nonlinear fiber chirped-pulse amplification system," Conference on Lasers and Electro-Optics Europe 2009, CJ9.4, München, Germany.
- C56 M. Paurisse, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, C. Bellanger, A. Brignon, J.P. Huignard, "Diffraction-limited operation from a multimode LMA fiber using active digital holography precompensation," Conference on Lasers and Electro-Optics Europe 2009, PDA.6, postdeadline, München, Germany.
- C57 D. N. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, and P. Georges, "Gain/chirp distributed gain narrowing compensating nonlinear fiber amplifier system," Ultrafast optics 2009, Arcachon, France.
- C58 Franck Morin, Frédéric Druon, Marc Hanna and Patrick Georges, "Femtosecond erbium-doped fiber laser at 1.6  $\mu\text{m}$  – influence of pumping scheme," ASSP 2010, AMB1, San Diego, USA.
- C59 M. Paurisse, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, "Diffraction-limited operation from multimode and multi-core fibers using active digital holography precompensation," ASSP 2010, AMA3, San Diego, USA.
- C60 Franck Morin, Frédéric Druon, Marc Hanna and Patrick Georges, "High-energy femtosecond fiber laser at 1.6 microns for corneal surgery," Photonics West 2010, XXX, San Francisco, USA.
- C61 D. A. Gaponov, S. Février, P. Roy, M. Hanna D. N. Papadopoulos, L. Daniault, F. Druon, P. Georges, "Amplification of Femtosecond Pulses in Large Mode Area Photonic Bandgap Bragg Fiber," Conference on Lasers and Electro-Optics 2010, CWC1, San Jose, CA, USA.
- C62 M. Paurisse, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, "Wavefront control by digital holography in an Yb-doped multi-core fiber amplifier," Conference on Lasers and Electro-Optics 2010, CThO4, San Jose, CA, USA.
- C63 Franck Morin, Frédéric Druon, Marc Hanna and Patrick Georges, "Dual-pumping scheme for high-energy femtosecond Er-doped fiber laser at 1.6  $\mu\text{m}$ ," Conference on Lasers and Electro-Optics 2010, CMC6, San Jose, CA, USA.
- C64 Nicolas Ducros, Alexis Labruyère, Sébastien Février, Franck Morin, Frédéric Druon, Marc Hanna, Patrick Georges, Ryszard Buczynski, Dariusz Pysz, Ryszard Stepien, "Mid-Infrared Supercontinuum Generation in Lead-Bismuth-Gallium Oxide Glass Photonic Crystal Fiber," Conference on Lasers and Electro-Optics 2010, CMMM3, San Jose, CA, USA.
- C65 D. Gaponov, S. Février, P. Roy, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, F. Druon, L. Daniault, P. Georges, M. E. Likhachev, M. Y. Salganskii, M. V. Yashkov, "Amplification of femtosecond pulses in large mode area Bragg fibers," SPIE Photonics Europe 2010, paper 7714-2, Brussels, Belgium.
- C66 Nicolas Ducros, Georges J. Humbert, Alexis Labruyère, Sébastien Février, Ryszard R. Buczynski, Dariusz Pysz, Ryszard Stepien, Franck Morin, Frédéric Druon, Marc Hanna, Patrick Georges, Kevin J. Cook, John Canning, "Mid-infrared frequency conversion in highly nonlinear optical fibres," SPIE Photonics Europe 2010, paper 7714-8, Brussels, Belgium.
- C67 Nicolas Ducros, Alexis Labruyère, Sébastien Février, Franck Morin, Frédéric Druon, Marc Hanna, Patrick Georges, "Mid-IR Supercontinuum in a Fluorozirconate Fiber Pumped by a Femtosecond CPA System at 1.6 $\mu\text{m}$ ," Conference on Lasers and Electro-Optics 2010, Post-deadline paper, San Jose, CA, USA.
- C68 D. A. Gaponov, S. Février, P. Roy, L. Daniault, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, M. E. Likhachev, S. S. Aleshkina, M. Y. Salganskii, M. V. Yashkov, A.N. Guryanov, "Amplification of Femtosecond Pulses in Two-Stage Chirped Pulse Amplification System Based on Large Mode Area Photonic Bandgap Fibres," ECOC 2010, Torino, Italy.
- C69 M. Paurisse, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, "Wavefront precompensation of a multicore pulse fiber amplifier by use of an evolutionary algorithm," Europhoton 2010, Hamburg, Germany.
- C70 L. Daniault, D.Gaponov, S. Février, P. Roy, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, M. E. Likhachev, M. Y. Salganskii, M. V. Yashkov, "High-efficiency femtosecond fiber chirped pulse amplifier system based on low index polymer-coated 40  $\mu\text{m}$ -core photonic bandgap Bragg fiber," Europhoton 2010, Hamburg, Germany.
- C71 F. Druon, S. Ricaud, D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, M. Hanna, P. Camy, J. Doualan, R. Moncorgé, A. Courjaud, P. Georges, "Yb-doped Fluorides for High Power and Short-Pulse Laser Applications," ASSP 2011, JWB3, Istanbul, Turkey.
- C72 L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon, P. Georges, "Coherent combining of two femtosecond fiber chirped pulse amplifiers," ASSP 2011, AMC2, Istanbul, Turkey.
- C73 L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, E. Mottay, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon, P. Georges, "Coherent beam combining of fiber amplifiers in the femtosecond regime," CLEO Europe 2011, CJ9.4, Munich, Germany.
- C74 J. Boutet, M. Debourdeau, L. Hervé, J.M. Dinten, D. Vray, O. Messineo, A. Nguyen Dinh, F. Morin, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, N. Grenier, "A Bimodal Time Domain Fluorescence and Ultrasound System for Prostate Cancer Diagnosis," 6th European Molecular Imaging Meeting 2011, Leiden, Netherlands.
- C75 L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon, P. Georges, "Coherent combining of ultrafast fiber chirped pulse amplifiers," Ultrafast Optics 2011, Monterey, USA.
- C76 L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, E. Mottay, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon and P. Georges, "Measurement and influence of spectral phase mismatch in femtosecond coherent beam combining systems," ASSP 2012, San Diego, USA.
- C77 Louis Daniault, Marc Hanna, Dimitris N. Papadopoulos, Yoann Zaouter, Eric Mottay, Frédéric Druon, Patrick Georges, "Coherent combining of two femtosecond chirped-pulse amplifiers in a passive architecture," ASSP 2012, San Diego, USA.

C78 Yoann Zaouter, Lourdes Patricia Ramirez, Dimitrios Papadopoulos, Clemens Hoenninger, Franck Morin, Marc Hanna, Frederic Druon, Eric Mottay, Patrick Georges, "Cross-polarized Wave Generation for Temporal Compression and Cleaning of a High Energy Fiber Chirped Pulse Amplifier," ASSP 2012, San Diego, USA.

C79 Yoann Zaouter, Marc Hanna, Franck Morin, Mario Tonin, Rysvan Maleck, Clemens Hoenninger, Eric Mottay, Patrick Georges, "Frequency Conversion from IR to UV of High Peak Power Ultrafast Fiber Amplifier," FILAS 2012, San Diego, USA.

C80 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 in a Sagnac geometry," Photonics West 2012 LASE, San Francisco, USA.

C81 Yoann Zaouter, Louis Daniault, Marc Hanna, Dimitrios Papadopoulos, Franck Morin, Clemens Hoenninger, Frederic Druon, Eric Mottay, Patrick Georges, "2 GW peak power ultrafast fiber system using passive coherent beam combining," ASSP 2012, Postdeadline paper, San Diego, USA.

## Chapitres d'ouvrage

CO1 J. M. Dudley, M. Hanna, Chapitre « Propagation d'impulsions ultracourtes dans des milieux denses et dans des fibres optiques à cristaux photoniques » dans « Lasers et Technologies femtosecondes », publications de l'Université de St Etienne, 2005.

CO2 M. Hanna, L. Daniault, D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, F. Druon, P. Georges, "Coherent combining in the femtosecond regime" dans "Coherent laser beam combining", Wiley, en préparation.

## Brevets

B1 P.-A. Lacourt, M. Hanna, H. Porte, J. M. Dudley, « Caractérisation d'impulsions courtes faible puissance », no. de publication FR2824635, no. dépôt FR0106311, déposé le 14 mai 2001 par France Telecom.

B2 E. Mottay, P. Georges, Y. Zaouter, M. Hanna, D. Papadopoulos, F. Druon, E. Cormier, "Source d'impulsions lumineuses ultra-brèves de forte puissance," no. dépôt 0755798, déposé le 15 juin 2007 par Institut d'Optique, Amplitude Systèmes, CNRS.

B3 Franck Morin, Frédéric Druon, Marc Hanna, Patrick Georges, "Laser impulsionnel à fibre optique pour impulsions sub-picoseconde de haute énergie dans la bande L et outil laser pour chirurgie ophtalmique", no dépôt 0859697, déposé le 18 décembre 2008 par CNRS.

B4 D. Papadopoulos, M. Hanna, Y. Zaouter, L. Daniault, F. Druon, "Dispositif et procédé passif de combinaison cohérente de deux faisceaux optiques amplifiés et/ou élargis spectralement," no dépôt 1156292, déposé le 11 juillet 2011 par Polytechnique, CNRS, Amplitude Systèmes.

B5 D. Papadopoulos, M. Hanna, L. Daniault, "Dispositif et procédé passif de combinaison cohérente d'une pluralité d'amplificateurs optiques," no dépôt 1156294, déposé le 11 juillet 2011 par Polytechnique, CNRS.

# Calculation of optical phase jitter in dispersion-managed systems by use of the moment method

Marc Hanna, David Boivin, and Pierre-Ambroise Lacourt

*GTL-CNRS Telecom, Unité Mixte de Recherche du Centre National de la Recherche Scientifique 6603, 2-3 rue Marconi, 57070 Metz, France*

Jean-Pierre Goedgebuer

*Laboratoire d'optique P. M. Duffieux, Unité Mixte de Recherche, Centre National de la Recherche Scientifique 6603, Route de Gray 25030 Besançon Cedex, France*

Received March 5, 2003; revised manuscript received July 21, 2003; accepted August 13, 2003

Optical phase jitter limits the performance of amplified differential-phase-shift-keyed optical communication systems. We propose an approach to evaluate the phase jitter for arbitrary pulses in dispersion-managed links based on the moment method. This calculation requires only the knowledge of the unperturbed optical signal, therefore avoiding computationally intensive Monte Carlo simulations. We apply this method to a dispersion-managed soliton system and a quasi-linear dispersion-compensated channel and demonstrate its validity by comparing the obtained results with Monte Carlo simulations. © 2004 Optical Society of America  
OCIS codes: 060.0060, 060.1660, 060.5060, 060.5530.

## 1. INTRODUCTION

There has recently been a renewed effort to develop coherent optical communication systems, particularly differential phase-shift keying<sup>1-3</sup> (DPSK), which does not require a local oscillator to perform decoding. The motivation to use differential phase-shift keying in wavelength-division-multiplexed (WDM) systems is twofold. First, modulation formats based on phase show an increased robustness to nonlinear impairments such as cross-phase modulation<sup>4</sup> and nonlinear polarization rotation,<sup>5</sup> mostly because the time dependence of the optical power is deterministic and periodic. Second, coherent formats may allow a higher spectral efficiency,<sup>6</sup> since both in-phase and quadrature dimensions of the signal space are available to encode information. Optical phase is also used in intensity-modulated direct-detection systems as an extra degree of freedom, for example, to provide better resistance to intrachannel four-wave mixing<sup>7</sup> or to increase spectral efficiency in duobinary modulation.

The physical mechanism that limits performance in coherent systems is amplified-spontaneous-emission (ASE) noise-induced phase jitter.<sup>8</sup> Analytic derivations of the phase uncertainty for soliton systems were carried out by use of perturbation theory and the variational method. These studies assume an analytically determined pulse shape and a constant-dispersion optical link.<sup>9,10</sup> A semi-analytic model of the phase jitter was recently proposed for dispersion-managed (DM) soliton transmission,<sup>11</sup> based on a Gaussian ansatz for the optical field. Here we propose a semianalytic approach that is valid for arbitrary pulses in DM optical links, following the methodology presented in Ref. 12. The principle of this derivation is to split the propagation problem into its deterministic

and random parts. The probabilistic aspect of the problem is solved analytically, thereby avoiding the computation of average quantities over a statistically significant number of noise sample functions. The deterministic part of the problem is carried out numerically by use of the split-step Fourier algorithm. The obtained unperturbed optical field is used together with the moment method<sup>13</sup> and statistical properties of the noise to evaluate phase jitter to first order. This approach is validated by comparison with direct Monte Carlo simulations in a DM soliton system and a quasi-linear channel, and both show excellent agreement. The computation time necessary to evaluate the impact of phase jitter on a communication system is thereby reduced from hours to seconds on current desktop computers. This method also provides some physical insight about the mechanisms that create phase jitter in the context of arbitrary optical pulses.

## 2. DERIVATION OF THE PHASE JITTER

Optical pulse propagation in the picosecond regime is described by the scalar nonlinear Schrödinger equation

$$i \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \gamma(z)|u|^2 u = ig(z)u + \hat{F}(z, t), \quad (1)$$

where  $u(z, t)$  is the pulse envelope in a comoving frame,  $g(z)$  is the local net gain, and  $\beta_2(z)$  is the local group-velocity dispersion. The coefficient  $\gamma = n_2 \omega_0 / c A_{\text{eff}}$  is the local nonlinearity, where  $n_2$  is the Kerr nonlinear index,  $\omega_0$  is the signal's central angular frequency,  $c$  is the speed



of light, and  $A_{\text{eff}}$  is the fiber's effective cross section. The noise source term is described by its autocorrelation function

$$\langle \hat{F}(z, t) \hat{F}^*(z', t') \rangle = 2g_0 \hbar \omega_0 n_{\text{sp}}(z) \delta(z - z') \delta(t - t'), \quad (2)$$

where  $n_{\text{sp}}$  is the spontaneous emission factor,  $g_0$  is the amplification coefficient inside the amplifier, and  $\hbar \omega_0$  is the photon energy at the signal frequency. We define the following quantities averaged over time:

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} |u|^2 dt, \quad (3)$$

$$P = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{+\infty} |u|^4 dt, \quad (4)$$

$$\Phi = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{+\infty} |u|^2 \arg(u) dt, \quad (5)$$

$$\Omega^2 = -\frac{1}{2E} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(uu_t^*)^2 + (u^*u_t)^2}{|u|^2} dt, \quad (6)$$

where the subscript  $t$  denotes the partial time derivative. The quantities  $E$ ,  $P$ ,  $\Phi$ , and  $\Omega^2$ , respectively, represent the energy, power, phase, and square of the angular frequency of the optical field at a given distance. Differentiating  $\Phi$  and  $P$  with respect to  $z$  and using the propagation equation (1), we obtain the dynamic equations

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi}{dz} &= \gamma P - \frac{\beta_2}{2} \Omega^2 + \frac{i}{E} \int_{-\infty}^{+\infty} [\arg(u) - \Phi] \\ &\quad \times (u\hat{F}^* - u^*\hat{F}) dt - \frac{1}{2E} \int_{-\infty}^{+\infty} u^*\hat{F} + u\hat{F}^* dt, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dz} &= 2gP + \frac{\beta_2}{E} \int_{-\infty}^{+\infty} |u|^4 [\arg(u)]_{tt} dt \\ &\quad + \frac{i}{E} \int_{-\infty}^{+\infty} (2|u|^2 - P)(u\hat{F}^* - u^*\hat{F}) dt. \end{aligned} \quad (8)$$

If we assume that the pulse exhibits mostly linear chirp, then  $\arg(u)(z, t) \approx \phi_0(z) + \phi_2(z)(t - t_0)^2$ , where  $t_0$  is the temporal position of the pulse, and these dynamic equations can be rewritten as<sup>14</sup>

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi}{dz} &= -\beta_2 \phi_2 \Phi + \gamma P + \frac{i}{E} \int_{-\infty}^{+\infty} [\arg(u) - \Phi] \\ &\quad \times (u\hat{F}^* - u^*\hat{F}) dt - \frac{1}{2E} \int_{-\infty}^{+\infty} u^*\hat{F} + u\hat{F}^* dt, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dz} &= 2(g + \beta_2 \phi_2)P + \frac{i}{E} \int_{-\infty}^{+\infty} (2|u|^2 - P) \\ &\quad \times (u\hat{F}^* - u^*\hat{F}) dt. \end{aligned} \quad (10)$$

These equations have simple physical interpretations. The mean phase accumulates proportionally to power

through self-phase modulation (SPM). Phase variations also arise from chirp fluctuations through group-velocity dispersion. The last two terms in Eq. (9) represent the direct contribution of noise to phase evolution. The power varies as a function of gain and dispersion. Noise also contributes directly to power variations through the last term on the right-hand side of Eq. (10). Using the method of variation of parameters, we can implicitly integrate the dynamic equation that governs the evolution of power:

$$\begin{aligned} P &= \left( P_0 + i \int_0^z \left\{ \frac{1}{EA_1} \int_{-\infty}^{+\infty} [(2|u|^2 - P)] \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times (u\hat{F}^* - u^*\hat{F}) dt \right\} dz_1 \right) A_1, \end{aligned} \quad (11)$$

where

$$A_1(z) = \exp \left[ \int_0^z 2(g + \beta_2 \phi_2) dz_1 \right]. \quad (12)$$

Similarly, an implicit solution for the mean phase equation is given by

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3, \quad (13)$$

where

$$\Phi_1 = A_2 \int_0^z \frac{\gamma P}{A_2} dz_1, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \Phi_2 &= iA_2 \int_0^z \left\{ \frac{1}{EA_2} \int_{-\infty}^{+\infty} [\arg(u) - \Phi] \right. \\ &\quad \left. \times (u\hat{F}^* - u^*\hat{F}) dt \right\} dz_1, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\Phi_3 = -\frac{A_2}{2} \int_0^z \left( \frac{1}{EA_2} \int_{-\infty}^{+\infty} u^*\hat{F} + u\hat{F}^* dt \right) dz_1, \quad (16)$$

$$A_2 = \exp \left( - \int_0^z \beta_2 \phi_2 dz_1 \right). \quad (17)$$

Under these assumptions, the noise-free field can be used in the right-hand sides of Eqs. (11) and (13), since the perturbed field adds only second- and higher-order corrections to the phase. The phase variance can be calculated by use of Eqs. (2), (11), and (13):

$$\begin{aligned} \sigma_\Phi^2 &= \langle \Phi^2 \rangle - \langle \Phi \rangle^2 \\ &= \langle \Phi_1^2 \rangle + \langle \Phi_2^2 \rangle + \langle \Phi_3^2 \rangle + 2\langle \Phi_1 \Phi_2 \rangle, \end{aligned} \quad (18)$$

where, defining the scalar product

$$(\delta q_i, \delta q_j) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta q_i \delta q_j^* + \delta q_i^* \delta q_j dt \quad (19)$$

and the functions

$$\delta q_1 = 2i \sqrt{gn_{\text{sp}} \hbar \omega_0} \frac{2|u|^2 - P}{EA_1} u, \quad (20)$$

$$\delta q_2 = 2i \sqrt{gn_{\text{sp}} \hbar \omega_0} \frac{\arg(u) - \Phi}{EA_2} u, \quad (21)$$

$$\delta q_3 = 2\sqrt{gn_{sp}\hbar\omega_0}\frac{u}{EA_2}, \quad (22)$$

we find

$$\begin{aligned} \langle \Phi_1^2 \rangle &= A_2^2 \int_0^z \frac{\gamma A_1}{A_2} \int_0^{z_1} \frac{\gamma A_1}{A_2} \\ &\quad \times \int_0^{z_2} (\delta q_1, \delta q_1) dz_3 dz_2 dz_1, \end{aligned} \quad (23)$$

$$\langle \Phi_2^2 \rangle = \frac{A_2^2}{2} \int_0^z (\delta q_2, \delta q_2) dz_1, \quad (24)$$

$$\langle \Phi_3^2 \rangle = \frac{A_2^2}{8} \int_0^z (\delta q_3, \delta q_3) dz_1, \quad (25)$$

$$2\langle \Phi_1\Phi_2 \rangle = A_2^2 \int_0^z \gamma A_1 \int_0^{z_1} (\delta q_1, \delta q_2) dz_2 dz_1. \quad (26)$$

The cross products  $\langle \Phi_1\Phi_3 \rangle$  and  $\langle \Phi_2\Phi_3 \rangle$  are reduced to zero owing to orthogonality properties of the noise components. Equations (18)–(26) represent the main result of this paper and are valid for arbitrary pulse shapes and communication systems, provided that the chirp remains essentially linear throughout the propagation. Once the deterministic optical field is known, one can use it in the right-hand sides of Eqs. (23)–(26) to evaluate the phase jitter. The quantity  $\langle \Phi_1^2 \rangle$  can be identified as the phase jitter induced by power fluctuations through SPM,  $\langle \Phi_2^2 \rangle$  and  $\langle \Phi_3^2 \rangle$  are direct contributions from the noise to phase jitter, and  $\langle \Phi_1\Phi_2 \rangle$  is the interference term between these two effects.

Note that our method takes into account only the interaction of a single pulse with ASE noise, neglecting other contributions to phase jitter that might arise in WDM systems, such as pulse-to-pulse intra- and interchannel interactions. This point will be further discussed at the end of Section 3.

### 3. APPLICATION TO DISPERSION-MANAGED SYSTEMS

We tested the validity of the moment-method approach by comparing it with direct Monte Carlo simulations. A single pulse was propagated by use of the split-step Fourier algorithm for two systems. The time, frequency, and distance resolutions were 500 fs, 2 GHz, and 1 km, respectively.

First, we considered a DM soliton link consisting of alternating spans of anomalous dispersion fiber with  $D_1 = 11$  (ps/nm)/km, length  $L_1 = 30$  km, and  $A_{\text{eff}} = 50 \mu\text{m}^2$  and normal dispersion fiber with  $D_2 = -10$  (ps/nm)/km,  $L_2 = 30$  km, and  $A_{\text{eff}} = 50 \mu\text{m}^2$ . An unchirped sech-shaped pulse was launched at the midpoint of the normal dispersion span, with duration  $\tau_{\text{FWHM}} = 20$  ps and peak power  $P_0 = 7.2$  mW.

The second transmission system was a quasi-linear dispersion-compensated link formed by our alternating spans of standard single-mode fiber with  $D_1 = 16$  (ps/nm)/km,  $L_1 = 50$  km, and  $A_{\text{eff}} = 80 \mu\text{m}^2$  and dispersion-compensating fiber with  $D_2$

$= -80$  (ps/nm)/km,  $L_2 = 10$  km, and  $A_{\text{eff}} = 45 \mu\text{m}^2$ , yielding a zero average dispersion. An unchirped Gaussian-shaped pulse was launched at the midpoint of the normal dispersion span, with duration  $\tau_{\text{FWHM}} = 20$  ps and peak power  $P_0 = 0.1$  mW.

For both systems, lumped optical amplifiers were placed every 60 km along the link, with  $n_{\text{sp}} = 1.5$ . The average phase of the field was numerically evaluated by use of Eq. (5) over an ensemble of 500 simulations with different ASE noise to infer the phase variance. As only single pulses at a single wavelength were considered, patterning effects that may arise in real WDM communication systems are not studied here.

The phase standard deviation is plotted in Fig. 1 for propagation distances less than 1 Mm. For the quasi-linear system, we observe a global linear dependance of the phase variance on propagation distance because terms  $\langle \Phi_2^2 \rangle$  and  $\langle \Phi_3^2 \rangle$  dominate owing to the low peak power. The phase uncertainty exhibits rapid oscillations that are imparted by the dynamics of the pulse inside a DM cell. As the variation of group-velocity dispersion is large in the case of the quasi-linear system, these oscillations are particularly strong. Our method reproduces these oscillation locations and amplitudes accurately. For the DM soliton system, the cubic dependence of the phase variance obtained in the case of constant-dispersion soliton channels<sup>9</sup> is still observed. This is due to the predominance of the  $\langle \Phi_1^2 \rangle$  term, since the large optical peak power gives rise to significant SPM, thus transferring amplitude noise to the phase. Variations at the scale of the DM cell are small because of the low value of the dispersion map strength considered.

For distances over 1 Mm, we plotted only the phase standard deviation at the locations of optical amplifiers for clarity (Fig. 2). For the quasi-linear case, the moment-method results are in good agreement with Monte Carlo simulations for all distances. For the DM soliton case, we note that the oscillations of the phase uncertainty on a long-distance scale are reproduced with good accuracy. The moment method slightly overestimates the locations of these oscillations, probably because of second-order effects. We note that the phase jitter curves for the two systems cross at approximately 1 Mm. This observation can be physically interpreted as follows. Equations (20)–(22) show that the impact of noise on phase jitter is inversely proportional to the energy per

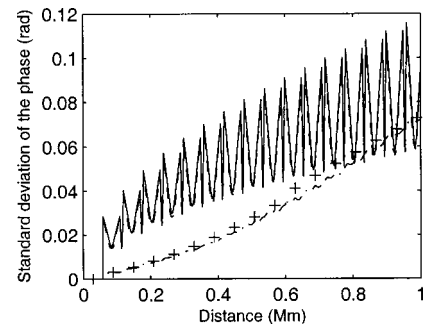


Fig. 1. Standard deviation of the phase as a function of distance over 1 Mm. Quasi-linear system: Monte Carlo (solid curve) and moment method (dashed curve). DM soliton system: Monte Carlo (dashed-dotted curve) and moment method (crosses).

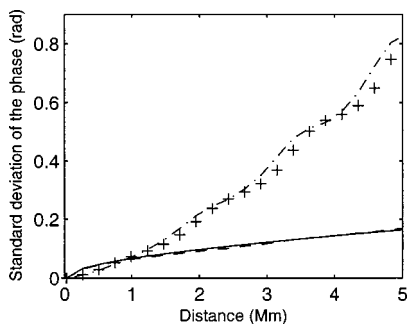


Fig. 2. Standard deviation of the phase as a function of distance over 5 Mm. Quasi-linear system: Monte Carlo (solid curve) and moment method (dashed curve). DM soliton system: Monte Carlo (dashed-dotted curve) and moment method (crosses).

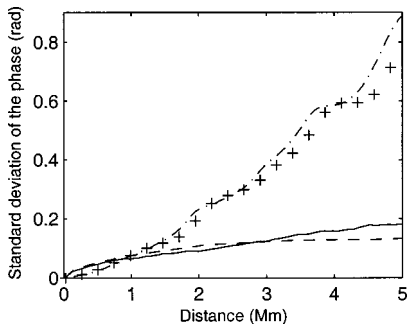


Fig. 3. Standard deviation of the phase as a function of distance over 5 Mm for the multipulse simulation. Quasi-linear system: Monte Carlo (solid curve) and moment method (dashed curve). DM soliton system: Monte Carlo (dashed-dotted curve) and moment method (crosses).

pulse. In the short-distance case, the direct contribution from ASE to phase noise predominates. The quasi-linear system, operating at low energy per pulse, is more affected by noise. As the propagation distance grows, the contribution from nonlinear phase noise grows rapidly when the operating power is high. Therefore the phase jitter in the DM soliton case grows faster than in the quasi-linear case, resulting in a higher phase jitter for distances greater than 1 Mm. This shows the need for phase-control techniques, particularly in the case of highly nonlinear transmission systems.

We now discuss potential additional effects that might participate in the generation of phase jitter in WDM systems. Both four-wave mixing and cross-phase modulation result in interactions between pulses within a channel and from different channels. In DM systems, interchannel four-wave mixing is not phase matched, so that its overall influence on the propagation is small. The contribution from interchannel cross-phase modulation to phase jitter was shown to grow as the distance square in a constant-dispersion soliton system.<sup>15</sup> However, it has a small impact on the performance of such systems because the random phase shifts experienced by successive pulses are highly correlated, so that they cancel when a differential modulation format is used.

The impact of intrachannel effects on phase jitter is not yet clearly assessed. To make a first evaluation of their eventual contribution, we made simulations of the propa-

gation of seven pulses, each carrying a random phase chosen in the set  $[0, \pi]$ , in both of the aforementioned systems. The phase jitter for the central pulse was evaluated by use of Monte Carlo simulations, which take pulse-to-pulse interactions into account, and we also used the moment-method approach, which takes into account only the interaction with ASE noise. The isolation of the central pulse was performed by evaluation of all time integrals over the central bit slot only. The pulse repetition period was  $T = 100$  ps, which yielded a moderate overlap in the DM soliton system (maximum FWHM pulse width-to-time slot ratio  $\tau_{\max}/T = 0.34$ ) and a strong overlap for the quasi-linear system ( $\tau_{\max}/T = 0.70$ ).

The phase standard deviation as a function of distance at chirp-free points obtained in the multipulse simulation is plotted in Fig. 3. For the DM soliton system, the result is very similar to the single-pulse case, which indicates that intrachannel pulse-to-pulse interactions play a minor role in the generation of phase jitter for this link. For the quasi-linear case, the overlap is strong, so that the computation of the average phase of a pulse given by Eq. (5) is meaningful only at chirp-free points, when pulses are confined to their time slot. At other points, the contribution of neighboring pulses to the integral makes impossible the numerical evaluation of the average phase for a given pulse. This comment applies to both the Monte Carlo and the moment method. We observe that the Monte Carlo curve does not deviate significantly from the single-pulse case, indicating that intrachannel effects bring only a weak contribution to phase jitter. However, the moment method is less accurate than in the single-pulse case because the scalar products of Eqs. (23)–(26) are nonzero only at amplifier locations, where the overlap is maximum. Despite this effect, the moment method performs reasonably well. Thus, for the systems considered here, ASE noise and SPM appear to be the dominant mechanisms at the origin of phase jitter. However, the effects of intrachannel interactions in the general context of phase-encoded signals remain to be studied in depth.

#### 4. CONCLUSION

We have derived an approach to compute phase jitter for arbitrary pulse shapes in dispersion-managed links based on the moment method. This approach assumes only that the pulse essentially exhibits linear chirp. The moment method was applied to DM soliton and quasi-linear dispersion-compensated communication systems. Comparisons with Monte Carlo simulations show an excellent agreement, and the moment method requires only a fraction of the computational time. Further research will include the study of the stabilizing influence of phase-control techniques such as in-line filtering<sup>13</sup> and active<sup>2</sup> and passive<sup>1</sup> nonlinearity compensation on such systems.

#### REFERENCES

1. X. Liu, X. Wei, R. E. Slusher, and C. J. McKinstrie, "Improving transmission performance in differential phase-shift-keyed systems by use of lumped nonlinear phase-shift compensation," *Opt. Lett.* **27**, 1616–1618 (2002).

2. C. Xu and X. Liu, "Postnonlinearity compensation with data-driven phase modulators in phase-shift keying transmission," *Opt. Lett.* **27**, 1619–1621 (2002).
3. A. H. Gnauck, G. Raybon, S. Chandrasekhar, J. Leuthold, C. Doerr, L. Stulz, A. Agarwal, S. Banerjee, D. Grosz, S. Hunsche, A. Kung, A. Marhelyuk, D. Maywar, M. Movasaghi, X. Liu, C. Xu, X. Wei, and D. M. Gill, "2.5 Tb/s ( $64 \times 42.7$  Gb/s) transmission over  $40 \times 100$  km NZDSF using RZ-DPSK format and all-Raman-amplified spans," in *Optical Fiber Communications Conference*, Vol. 70 of 2002 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington, D.C., 2002), postdeadline paper FC2.
4. J. Leibrich, C. Wree, and W. Rosenkranz, "CF-RZ-DPSK for suppression of XPM on dispersion-managed long-haul optical WDM transmission on standard single-mode fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 155–157 (2002).
5. C. Xu, X. Liu, and X. Wei, "Ultra-long haul DWDM transmission with differential phase-shift keying dispersion-managed soliton," in *28th European Conference on Optical Communications 2002* (Institute of Electrical and Electronics Engineers, New York, 2002), paper 1.1.5.
6. G. P. Agrawal, "Coherent lightwave systems," in *Fiber-Optic Communication Systems*, K. Chang, ed. (Wiley, New York, 2002), p. 478.
7. M. Forzati, J. Martensson, A. Berntson, and A. Djupsjöbacka, "Reduction of intrachannel four-wave mixing using the alternate-phase RZ modulation format," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 1285–1287 (2002).
8. H. Kim and A. Gnauck, "Experimental investigation of the performance limitation of DPSK systems due to nonlinear phase noise," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 320–322 (2003).
9. M. Hanna, H. Porte, W. T. Rhodes, and J.-P. Goedgebuer, "Soliton optical phase control by use of in-line filters," *Opt. Lett.* **24**, 732–735 (1999).
10. C. J. McKinstrie and C. Xie, "Phase jitter in single-channel soliton systems with constant dispersion," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **8**, 616–625 (2002).
11. C. J. McKinstrie, C. Xie, and T. I. Lakoba, "Efficient modeling of phase jitter in dispersion-managed soliton systems," *Opt. Lett.* **27**, 1887–1889 (2002).
12. V. S. Grigoryan, C. R. Menyuk, and R. M. Mu, "Calculation of timing and amplitude jitter in dispersion-managed optical fiber communications using linearization," *J. Lightwave Technol.* **17**, 1347–1356 (1999).
13. C. J. McKinstrie, "Effects of filtering on Gordon–Haus timing jitter in dispersion-managed systems," *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 1275–1285 (2002).
14. S. K. Turitsyn, T. Schäfer, and V. Mezentsev, "Generalized root-mean-square momentum method to describe chirped return-to-zero signal propagation in dispersion-managed fiber links," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 203–205 (1999).
15. C. J. McKinstrie, C. Xie, and C. Xu, "Effects of cross-phase modulation on phase jitter in soliton systems with constant dispersion," *Opt. Lett.* **28**, 604–606 (2003).

# Alternate Multiwavelength Picosecond Pulse Generation by Use of an Unbalanced Mach–Zehnder Interferometer in a Mode-locked Fiber Ring Laser

Jérôme Vasseur, Marc Hanna, John Dudley, *Member, IEEE*, Jean-Pierre Goedgebuer, *Member, IEEE*, Jianjun Yu, Gee-Kung Chang, *Fellow, IEEE*, and John R. Barry, *Senior Member, IEEE*

**Abstract**—A new laser architecture emitting alternate multiwavelength picosecond pulses at room temperature is proposed. The generation is based on a single active component, an unbalanced Mach–Zehnder interferometer, inserted in an actively mode-locked erbium-doped fiber ring laser to provide both intensity modulation and tunable filtering. Control of the emission is reached by inserting an additional modulator and a periodic filter in the cavity. We provide general insight into the operation of this type of laser by examining different regimes in simulations and experiments. Using this laser platform, we experimentally demonstrate the generation of three pulse trains at three different wavelengths at repetition rates of several gigahertz.

**Index Terms**—Laser tuning, mode-locked lasers, optical communication, optical fiber lasers, pulsed lasers.

## I. INTRODUCTION

**D**ESPITE the slowdown in the telecommunications market, companies and research groups are striving to find and develop new cost-effective technologies to offer high-speed, reliable, secure and scalable networks. To unlock the available fiber capacity and to increase the performances of long distance transmission networks, wavelength division multiplexing (WDM) techniques have been investigated. There has been an intense dedication to the creation of new laser sources for such applications. In this context, multiwavelength fiber ring lasers have been significantly studied because they present many advantages: simple structure, low cost, and multiwavelength operation. Instead of using many different laser diodes [1], [2], one simple laser could replace them all. It implies less cost, less maintenance, and less inventory. These sources have also attracted considerable interest because of their versatile potential applications, such as WDM passive optical networks [3], optical fiber sensors [4], spectroscopy [5], implementation of optical code division multiple access networks [6]–[8] and also time- to wavelength- division multiplexing. It can also increase sampling rates when used for photonic analog-to-digital conversion [9], [10].

Manuscript received October 1, 2006; revised August 21, 2006.

J. Vasseur is with GTL-CNRS Telecom, UMR CNRS 6174, 57070 Metz, France, and also with the School of Electrical and Computer Engineering, Georgia Institute of Technology, Atlanta, GA 30332 USA. (e-mail: jvasseur@georgiatech-metz.fr).

M. Hanna is with Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, 91127 Palaiseau Cedex, France.

J. Dudley and J.-P. Goedgebuer are with Laboratoire FEMTO-ST, UMR CNRS 6174, Besançon Cedex, 25030 France.

J. Yu, G.-K. Chang, and J. R. Barry are with the School of Electrical and Computer Engineering, Georgia Institute of Technology, Atlanta, GA 30332 USA.

Digital Object Identifier 10.1109/JQE.2006.885211

Two main categories of multiwavelength lasers can be identified: continuous wave [11], [12] and pulsed [13], [14] sources. Within the pulsed sources, research studies have focused on two types of operation: the generation of simultaneous [15], [16] or alternate [17], [18] pulse trains. In the first case, all the different wavelengths are contained in each pulse, whereas in the other situation, successive pulses are emitted at different wavelengths. To practically implement such fiber ring lasers, the gain medium is also of prime interest. Semiconductor optical amplifiers (SOA) have been widely studied but they possess relatively large insertion loss [19]–[24]. However, in addition to being all-fiber systems, erbium-doped fiber amplifiers (EDFA) are adequate gain media for multiwavelength operation due to their high gain and large bandwidth. The main obstacle is the homogeneous line broadening of the EDFA because it can prevent the multiwavelength behavior [25]. One possibility is to cool the erbium doped fiber down to cryogenic temperature in liquid nitrogen [26]. However, this technique is not easily integrated in industrial systems. Other methods have been proposed and demonstrated to obtain multiwavelength operation in EDFA fiber ring lasers: spectral slicing of a supercontinuum [27], inserting a high-birefringence fiber loop mirror as intracavity filter [28], using second-order nonlinearity with comb filters [29] or the dispersion tuning method [30], introducing fiber Bragg gratings in the cavity [31], or using a frequency shifter combined with a Fabry–Perot periodic filter [32].

Different methods have been proposed to generate optical pulses: pulse carving, gain-switching,  $Q$ -switching, or mode locking. To produce ultrashort pulse trains at high repetition rates, active modelocking is the key technique [33]. It is achieved by direct modulation of the optical field during each laser cavity round trip via an active component. The majority of the systems in the 1550-nm telecommunications window use loss modulation by lithium niobate electrooptic modulators.

Previously, we reported the design and implementation of an alternate multiwavelength picosecond actively mode-locked fiber laser that generated three pulse trains at three different wavelengths alternatively at a repetition rate of 3.8 GHz [34]. Our scheme used an erbium-doped fiber ring laser in which an unbalanced Mach–Zehnder interferometer (UMZI) was inserted. The UMZI played both the role of optical filter to select different wavelengths and intensity modulator to produce optical pulses. Then, we proposed a scheme to control the emission of the laser source both in time and frequency domains by inserting an additional modulator and a periodic filter in the ring cavity [35]. In this paper, we present a more complete and in-depth understanding of the operation of this new laser source.

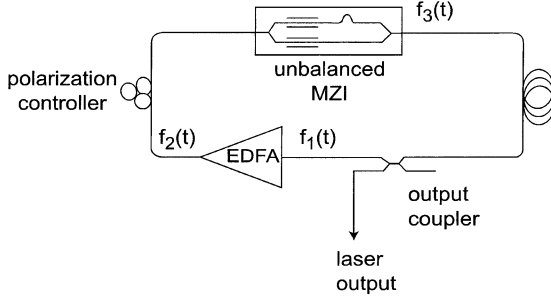


Fig. 1. Schematic diagram of the alternate multiwavelength laser.

Theoretical and numerical studies are qualitatively compared with experimental results. In particular, we report an emission at a repetition rate of several gigahertz for this time and wavelength interleaved picosecond pulse generation. We believe that this class of laser represents a significant step in the development of pulsed sources. This article focuses on 1) the explanation of the dominant physical mechanism underlying the laser operation and 2) the identification of important directions for further studies in the field.

The principle of alternate multiwavelength generation is described in Section II. Experimental results are presented in Section III. A method to control the pulse emission both in time and frequency domains is exposed in Section IV. Discussions of the limitations of our optical source and its conceivable improvements are summarized in Section V. Finally, Section VI concludes the paper.

## II. THEORETICAL ANALYSIS OF THE MULTIWAVELENGTH GENERATION

### A. Principle

The experimental configuration of the erbium-doped fiber ring laser is shown in Fig. 1. It includes a gain medium, a polarization controller, the UMZI and an output coupler.

To generate the alternate multiwavelength emission, two basic operations are needed: pulse generation and wavelength selection. To do so, two different techniques are used: active modelocking and tunable filtering, respectively. The originality of our scheme is to use one single device to realize both operations: the UMZI. Indeed, we can note that a similar principle was first used by Olsson and Tang in a bulk laser, but with separated tunable filter and mode-locker elements [36]. When no radio-frequency (RF) signal is applied onto the UMZI, it behaves as a spectral filter, with a sinusoidal frequency transfer function and a free spectral range (FSR) of 60 nm. Upon application of a time-varying electrical signal, this transfer function shifts accordingly. Equivalently, each wavelength sees a different temporal transfer function that depends on the bias of the UMZI and the frequency and modulation depth used. This results in a wavelength-dependent mode-locking condition and in an alternate generation of pulses at different wavelengths. In the time domain, for a specific wavelength, the UMZI acts as an intensity modulator and thus will concentrate the energy of the cavity under the maxima of its transfer function. It will produce optical pulses by active modelocking. To reach

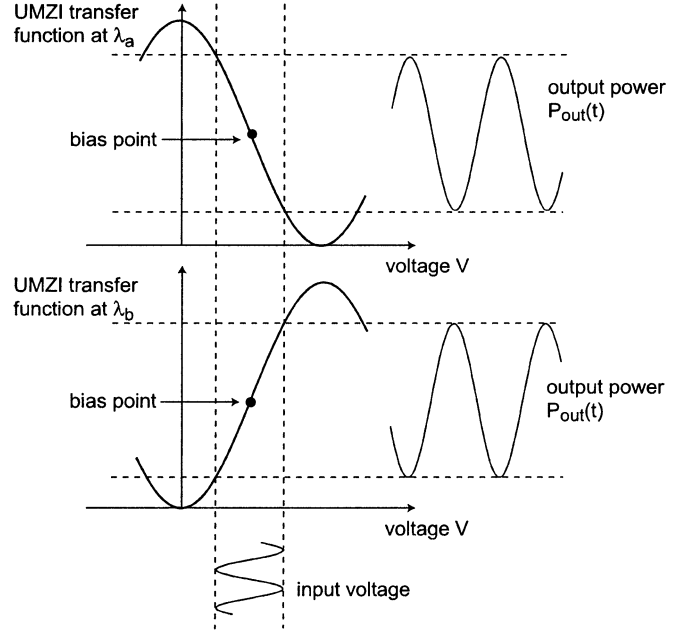


Fig. 2. Principle of the multiwavelength pulse generation with an UMZI.

Gigahertz repetition rates, harmonic modelocking is used, viz. the UMZI is driven at a harmonic of the fundamental frequency of the cavity. In order to obtain an alternate multiwavelength operation, it is necessary for the maxima of the output power of the UMZI for different wavelengths to be alternate. Fig. 2 shows an example of an alternate dual-wavelength pulse emission. In this situation, the maxima of the output power for wavelength  $\lambda_a$  correspond to the minima of the output power for  $\lambda_b$ . We can observe that the bias point of the modulator is on the positive slope linear part of the transfer function for  $\lambda_b$  and on the negative slope linear part for  $\lambda_a$ .

As the optical path length difference was chosen to be 40  $\mu\text{m}$ , the FSR of the tunable filter is about 60 nm. By this way, only one maximum of the filter can be selected to cover the gain spectrum of the EDFA. By applying a sinusoidal voltage to the UMZI, the maximum of the filter will shift under the C-band and select one specific wavelength for each moment. We can theoretically predict the evolution of this maximum as a function of time. Considering the input field amplitude  $u(t) = e^{j\omega t}$ , with  $\omega$  in the neighborhood of a reference angular frequency  $\omega_0$ , the transfer function of the UMZI,  $T$ , is proportional to

$$T \sim \cos\left(\frac{\omega\tau}{2}\right) \quad (1)$$

where  $\tau$  is the delay introduced by the Mach-Zehnder interferometer, assumed to be of the form  $\tau(t) = \tau_0 + \Delta\tau \sin(\Omega t)$ . Using this notation,  $\Omega$  is the modulation frequency of the UMZI,  $\tau_0 = \Delta L/c_0$  is directly linked to the fixed path length difference  $\Delta L$ , and  $\Delta\tau = m\lambda_0/4/c_0$  is related to the modulation depth  $m$ . We choose the reference angular frequency,  $\omega_0$ , to be a maximum of transmission for the filter at  $t = 0$ :  $\omega_0 = 4k\pi/\tau_0$ , with  $k$  an integer. Since  $\tau \approx \tau_0$ , the transfer function is maximum

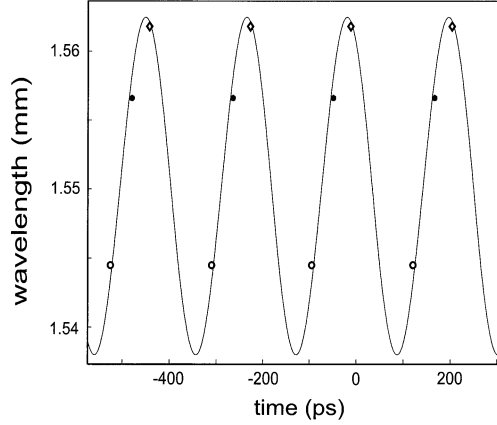


Fig. 3. Theoretical evolution of the maximum of the transfer function of the UMZI as a function of time (solid line) and experimental data (points).

for the angular frequency,  $\omega_{\max}$ , that satisfies  $\omega_{\max}\tau/2 = 2k\pi$ . Using a Taylor expansion,  $\omega_{\max}$  can be evaluated as

$$\omega_{\max} \approx \omega_0 \left( 1 - \frac{\Delta\tau}{\tau_0} \sin(\Omega t) \right). \quad (2)$$

This condition imposes a constraint on the emitted pulses in the time-wavelength domain. For instance, Fig. 3 shows the theoretical evolution of the maximum of the transfer function of the UMZI as a function of time with  $\tau_0 = 13.3$  ps,  $\omega_0 = 1.216 * 10^{15}$  rad/s,  $f = \Omega/2\pi = 4.64$  GHz and  $\Delta\tau = 1.05 * 10^{-15}$  s.

To gain further insight into the laser operation, we can use a circulating Gaussian pulse analysis in order to derive the pulse characteristics at a particular operating point.

### B. Circulating Gaussian Pulse Analysis

The steady state solution is assumed to be described by a linearly chirped complex Gaussian envelope

$$f_1(t) = A \exp(i\omega_0 t - \Gamma t^2), \quad (3)$$

where  $\Gamma = \alpha_1 - i\beta_1$  is the complex Gaussian pulse parameter and  $\omega_0$  the angular reference frequency. The pulse propagates through the EDFA, modeled as a Gaussian spectral transfer function

$$g(\omega) = \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{\Delta\omega^2}\right) \quad (4)$$

where  $\Delta\omega$  is the gain bandwidth. At the output of the gain medium, the resulting pulse is

$$f_2(t) = C \exp(i\omega_0 t - \Gamma' t^2) \quad (5)$$

with

$$\Gamma' = \frac{(\Delta\omega^4 \alpha_1 + 4\Delta\omega^2 (\alpha_1^2 + \beta_1^2)) - i\beta_1 \Delta\omega^4}{(\Delta\omega^2 + 4\alpha_1^2) + (4\beta_1)^2} \quad (6)$$

$$= \alpha_1' - i\beta_1'. \quad (7)$$

The pulse then goes through the UMZI. Being in a push-pull configuration, the UMZI output  $Y(t)$  is related to its input  $X(t)$  by

$$Y(t) = \frac{1}{2} \left[ X\left(t - \frac{\tau(t)}{2}\right) + X\left(t + \frac{\tau(t)}{2}\right) \right]. \quad (8)$$

Assuming a Gaussian input pulse, and since the delay introduced by the modulator is small compared to the pulse characteristic times  $\alpha_1^{-1/2}$  and  $\beta_1^{-1/2}$ , the temporal transfer function of the UMZI can be approximated by a Gaussian function in the neighborhood of  $t = 0$ , and the pulse at the UMZI output can be written as

$$f_3(t) = f_2(t) T_{\alpha_1', \beta_1'}(t). \quad (9)$$

Here,  $T_{\alpha_1', \beta_1'}(t)$  is a transfer function valid around  $t = 0$  when the filter transmission is at midpoint of the swept wavelength range and where the chirp is maximum

$$T_{\alpha_1', \beta_1'}(t) \approx \exp\left[-\frac{1}{2} \left( \frac{\omega_0 \Delta\tau \Omega}{2} + \tau_0 (\beta_1 + i\alpha_1) \right)^2 t^2\right]. \quad (10)$$

Imposing the steady-state condition  $f_3(t) = f_1(t)$  gives

$$\begin{cases} \alpha_1 = \frac{\omega_0 \Delta\tau \Omega}{\tau_0} \sqrt{\frac{2}{8 + \tau_0^2 \Delta\omega^2}} \\ \beta_1 = -\frac{\omega_0 \Delta\tau \Omega}{2\tau_0} \end{cases} \quad (11)$$

The nonzero value of  $\beta_1$  indicates that the pulses are chirped. The full-width at half-maximum (FWHM) of the pulse in the time and spectral domains can be retrieved from  $\alpha_1$  and  $\beta_1$  in a straightforward manner. It can be observed that the pulsewidth decreases when the modulation frequency increases, as it is expected in a mode-locked situation. We can note that if the gain medium is infinitely flat, the value for  $\beta_1$  does not change, whereas  $\alpha_1$  becomes zero, indicating a continuous laser emission with variable frequency. By differentiating (2), we verify that both approaches are consistent

$$\left. \frac{d\omega_{\max}}{dt} \right|_{t=0} = 2|\beta_1|. \quad (12)$$

Fig. 4(a) and (b) display a comparison of simulations and analytical results for the laser output around  $t = 0$ . Detailed information regarding the simulations will be provided in the upcoming section. The parameters are chosen to be  $\tau_0 = 13.3$  ps,  $\omega_0 = 1.216 * 10^{15}$  rad/s,  $f = \Omega/2\pi = 11.33$  GHz,  $\Delta\tau = 1.29 * 10^{-15}$  s and  $\Delta\omega = 21.35 * 10^{12}$  rad/s. The simulated pulsewidth is recorded to be 2.3 ps in the temporal domain and 310 GHz in the frequency domain, yielding a time-bandwidth product (TBP) of 0.71. Equation (11) predicts pulsewidths of 2.1 ps and 350 GHz, i.e., a TBP of 0.76. As expected, since the center wavelength of the UMZI filter varies with time, the

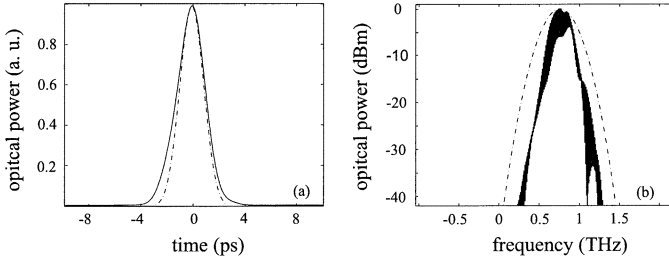


Fig. 4. (a) Temporal and (b) spectral pulse shape obtained by simulation (solid line) and theory (dotted line).

produced pulses are chirped. We also observe that theory and simulations are in a good agreement.

### III. RESULTS

In Section III-A, simulations are undertaken in order to give a qualitative behavior and a physical description of the multi-wavelength source. Section III-B reports on experimental details of the setup and the associated results.

#### A. Simulation Results

Numerical simulations of the laser operation are carried out by injecting a weak noise field and allowing it to numerically evolve to a steady state subject to the action of the various components shown in Fig. 1. Light propagation in optical fibers is modeled by use of the split-step Fourier method. Saturation of the amplifier gain is modeled as

$$g = \frac{g_0}{1 + P_m/P_{\text{sat}}} \quad (13)$$

where the small signal gain  $g_0$  is 30 dB,  $P_m$  is the mean power of the input signal and the saturation power at the EDFA input  $P_{\text{sat}}$  is  $-10$  dBm. The amplified spontaneous noise of the EDFA is considered to be white and Gaussian. The EDFA gain curve is modeled by a Gaussian function of bandwidth 30 nm. The UMZI is modeled using a discretized version of (8). The non-linear coefficient is set to  $1.5 \text{ W}^{-1}/\text{km}$ . In all the simulations, we did not consider third-order dispersion. In view of the bandwidth used and the pulsewidths, we assumed the Raman effect to be negligible.

Fig. 5(a) and (b) display the temporal trace and spectrum of the signal at the laser output when the parameters of the simulation are chosen to be  $\tau_0 = 13.3$  ps,  $\omega_0 = 1.216 \times 10^{15}$  rad/s,  $f = \Omega/2\pi = 11.33$  GHz,  $\Delta\tau = 8.52 \times 10^{-16}$  s, and  $\Delta\omega = 23.55 \times 10^{12}$  rad/s. In this case, the dispersion in the cavity is set to 0 ps/nm/km. The round-trip length of the cavity is 20 m, and the results shown are obtained after 200 loops, when the signal is stabilized to a steady-state. For this repetition rate of  $f_m = \Omega/2\pi = 11.33$  GHz, two successive trains at two different wavelengths ( $\lambda_e = 1540$  nm and  $\lambda_f = 1560$  nm) are observed. The pulsewidths are recorded to be 7 and 6.5 ps, yielding a TBP of 0.72 and 0.61, respectively. As expected in a mode-locked operation, two successive pulses of the same train are separated by  $1/f_m = 88$  ps. Fig. 5(a) also indicates the temporal transfer function of the UMZI for  $\lambda_e$  and  $\lambda_f$ , and Fig. 5(b)

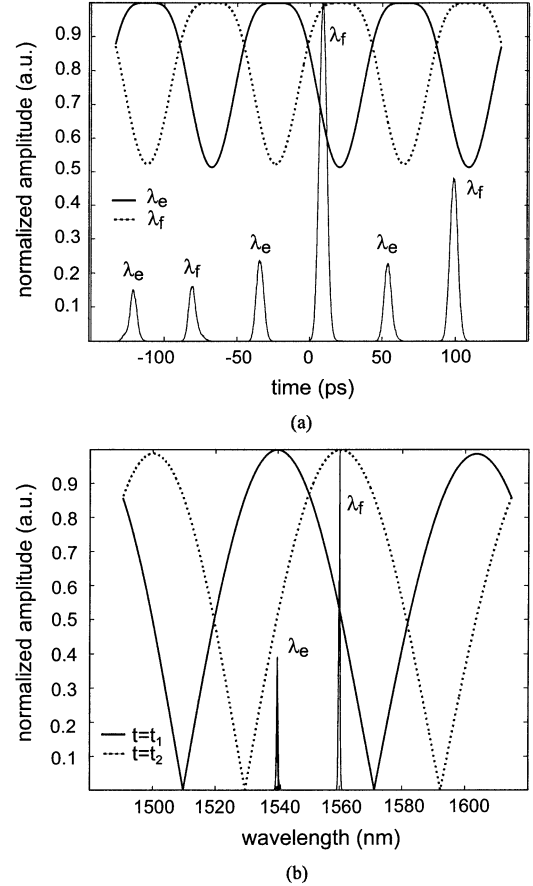


Fig. 5. Laser output obtained by simulation with corresponding temporal and spectral transfer function of the UMZI. (a) Time trace. (b) Spectrum.

its spectral transfer function at  $t_1 = -32$  ps and  $t_2 = -76$  ps. It emphasizes the fact that each wavelength sees a different temporal transfer function and that a specific position of the filter corresponds to a precise moment.

The multiwavelength pulsed laser operation is conveniently examined in the time-frequency domain through the pulse spectrogram. Fig. 6(a) shows the spectrogram for the results shown in Fig. 5. In comparison, Fig. 6(b) shows the spectrogram obtained when the gain is not supposed Gaussian anymore, but infinitely flat. As expected in the previous circulating Gaussian pulse analysis, it can be observed that a continuous emission with changing frequency is produced. In this case, the UMZI is the only frequency-selective element in the cavity, and thus imposes the emitted wavelength through the evolution of the maximum  $\omega_{\text{max}}$  of its transfer function, as described by (2). This observation indicates that the filtering action of the UMZI prevails in achieving multiwavelength operation, but that the Gaussian gain of the EDFA acts as an extra intracavity filter to select precise wavelengths at specific times. The general multiwavelength behavior observed would be expected with any continuous gain profile.

#### B. Experimental Results

Numerical simulations have validated the principle of operation of this new type of modelocking. Experimental results are



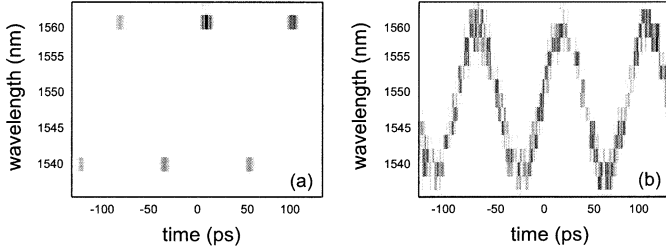


Fig. 6. Spectrograms obtained by simulation with a (a) Gaussian and (b) an infinitely flat gain medium.

now described to practically demonstrate the feasibility of this multiwavelength laser source. The setup is the one described in Fig. 1. Gain is provided by a gain-flattened EDFA (Keopsys model 1060234), with a 20-dB small signal gain for a 800-mA pump current. To ensure unidirectional light propagation, isolators are directly incorporated in the EDFA. The UMZI (Photline Technologies custom order) is an integrated annealed proton exchanged LiNbO<sub>3</sub> 10 Gb/s modulator that includes a fixed optical path difference of 40  $\mu$ m between its two arms. The crystal is X-cut, Y-propagation. Insertion losses without connectors are about 6 dB. The modulator is in a push-pull configuration and so is chirp-free. The half-wave voltage  $V_{\pi}$  corresponds to the voltage applied to induce a phase change equal to  $\pi$ . For this UMZI,  $V_{\pi}$  is 5 V for the RF electrodes and 15 V for the direct current (dc) electrodes. A polarization controller is also inserted in the cavity. Adjustment of the polarization is only required at the beginning of the experiment to optimize the pulse shape, but no further adjustment is required afterwards. Finally, a fused fiber 50/50 coupler is used to tap the output signal from the laser.

The results are depicted in Fig. 7(a) and (b): they display the temporal trace and spectrum of the signal at laser output, respectively. An optical spectrum analyzer with 0.07-nm resolution was used as well as a sampling oscilloscope with a 30-GHz photodiode. The cavity dispersion was measured to be less than 1 ps/nm/km, allowing mode-locking on a wide range of wavelengths. The fundamental frequency of the cavity is 4.77 MHz, which corresponds to a cavity length of about 42 m. During this experiment, the UMZI is driven at a modulation frequency of 4.66 GHz: harmonic modelocking is thus achieved at the 977th harmonic. Three successive trains at three different wavelengths ( $\lambda_1 = 1544.5$  nm,  $\lambda_2 = 1556.6$  nm and  $\lambda_3 = 1561.8$  nm) are observed. The wavelength of each pulse is identified by adding a 1.2-nm bandpass tunable optical filter at the laser output. The different pulsewidths were recorded to be 21, 22, and 26 ps, yielding a TBP of 1.05, 0.88 and 0.78, respectively. Since the center wavelength of the filter varies with time, the generation of chirped pulses is expected. At room temperature, the multiwavelength operation is stable, even if some fluctuations of the peak power can occur. This is due to the fact that fiber ring laser are very sensitive to the environmental perturbations: to avoid this drawback a stabilization scheme can be implemented. The optical signal-to-noise ratio is about 25 dB.

To study the behavior of the laser source, the time locations of the different wavelengths are plotted on the spectrogram of the Fig. 3. We observe good correlation with the expected theo-

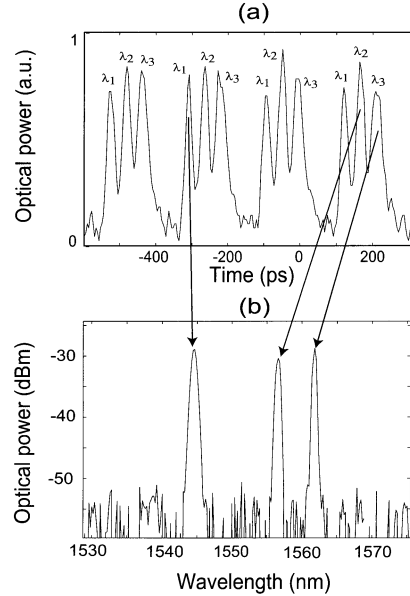


Fig. 7. (a) Time trace and (b) spectrum at the laser output.

retical behavior of the evolution of the peak transmission of the UMZI transfer function with time.

It can be noted that this experimental result is not in agreement with the fact that large homogeneous broadening occurs in the EDFA. The mode competition in this type of amplifier normally prevents emission of closely spaced wavelengths, typically in a window of 10 nm. Nevertheless, in our results, the wavelength spacing is less than this value. As mentioned in [17], temporal-spectral multiplexing seems to help overcome homogeneous broadening in multiwavelength pulsed lasers. It is a good means of counteracting the homogeneous broadening of the erbium ion. Despite this situation, it appears that the emitted wavelengths are still widely separated (about 5-12 nm). This is due to the large FSR of the UMZI and the necessary agreement between the location of the pulse in the time domain and its spectral content. It means this source could be used more easily in a coarse WDM context rather than in a dense WDM situation.

From inspection of Fig. 3, we can observe that pulses at  $\lambda_1$  and  $\lambda_2$  are separated by 12.1 nm in the Fourier domain and by 45 ps in the time domain, whereas those at  $\lambda_2$  and  $\lambda_3$  are separated by 5.2 nm and 36 ps. In addition, those at  $\lambda_3$  and  $\lambda_1$  are separated by 133 ps. It is clear that irregularities in both temporal and spectral spacings appear. It is necessary to overcome these fluctuations and to have a better control of the source for practical use and applications of such a laser source.

## IV. CONTROL OF PULSE EMISSION

### A. Control in the Time Domain

To control the timing of the emitted pulses, an additional modulator can be used. For instance, a conventional intensity modulator (IM), integrated on LiNbO<sub>3</sub>, is added in the ring cavity. The IM is synchronously driven at an integer multiple of the UMZI modulation frequency. It locks the emission of pulses on a temporal grid, while the central wavelength is determined by the UMZI.

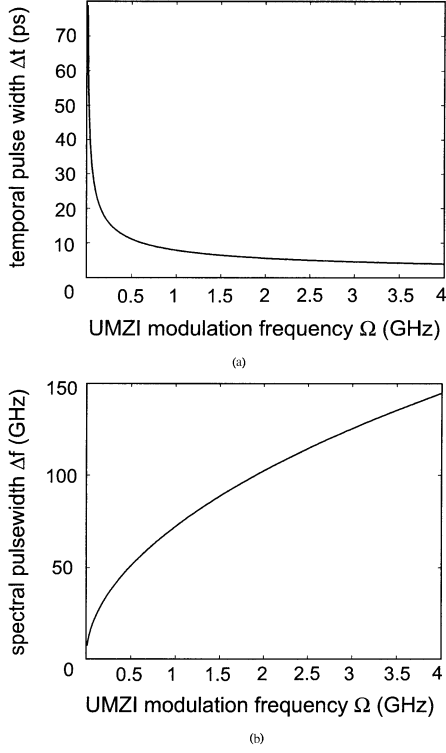


Fig. 8. Pulsewidths evolution as functions of the UMZI modulation frequency (with  $\omega_0 = 1.216 * 10^{15}$  rad/s,  $\tau_0 = 13.3$  ps,  $\Delta\tau = 2 * 10^{-15}$  s,  $\Delta\tau_{im} = 1.3 * 10^{-15}$  s,  $\Delta\omega = 7.85 * 10^{12}$  rad/s and  $\Omega_{im} = 3\Omega$ ). (a) Temporal pulsewidth. (b) Spectral pulsewidth.

1) *Modification of the Gaussian Analysis:* The previous theoretical analysis can be slightly modified to incorporate the effect of the IM in the cavity. In this case, the resulting pulse parameters are found to be

$$\begin{cases} \alpha_1 = \frac{\omega_0}{\sqrt{8 + \tau_0^2 \Delta\omega^2}} \left[ \frac{2\Delta\tau^2 \Omega^2}{\tau_0^2} + \frac{\Delta\omega^2 \Delta\tau_{im}^2 \Omega_{im}^2}{4} \right]^{1/2} \\ \beta_1 = -\frac{\omega_0 \Delta\tau \Omega}{2\tau_0} \end{cases} \quad (14)$$

where  $\Omega_{im} = M\Omega$  is the modulation frequency of the IM and  $\Delta\tau_{im}$  its modulation depth. It is interesting to notice that the addition of the IM does not change the value of  $\beta_1$ , viz. of the chirp parameter, but only the value of  $\alpha_1$ , and thus of the pulsewidth. This indicates that the chirp is solely due to the frequency sweeping of the UMZI.

Fig. 8 shows the theoretical evolution of temporal and spectral pulsewidths as a function of the UMZI modulation frequency, when the IM modulation frequency is three times the UMZI modulation frequency. It is also interesting to observe that the TBP is independent of  $\Omega$  when the other parameters are fixed. The TBP depends more on the ratio  $M = \Omega_{im}/\Omega$ , as shown on Fig. 9.

2) *Numerical Results:* Numerical simulations are also undertaken when a conventional IM is added in the cavity to control the timing of the emitted pulses. Synchronously driven at an integer multiple  $N$  of the UMZI modulation frequency, it locks the emission of pulses on a temporal grid, while the central wavelength is determined by the UMZI. Fig. 10 shows the

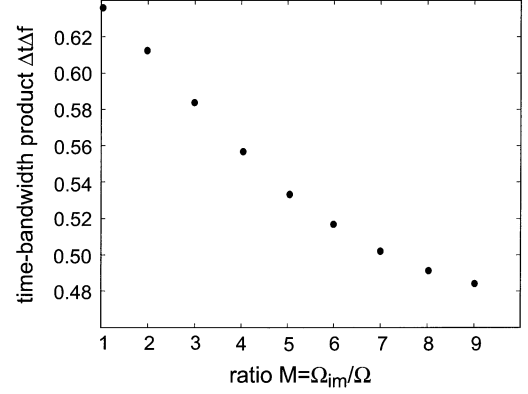


Fig. 9. TBP evolution as a function of  $M$  (with  $\omega_0 = 1.216 * 10^{15}$  rad/s,  $\tau_0 = 13.3$  ps,  $\Delta\tau = 2 * 10^{-15}$  s,  $\Delta\tau_{im} = 1.3 * 10^{-15}$  s,  $\Delta\omega = 7.85 * 10^{12}$  rad/s and  $\Omega = 2 * 10^9$  rad/s).

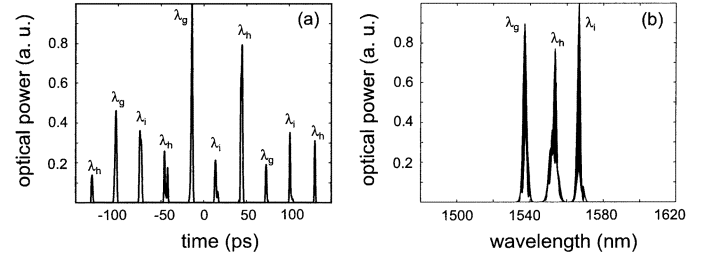


Fig. 10. Simulation results in the presence of an additional intensity modulator in the (a) time domain and (b) spectral domain.

simulation results after 200 loops, when the modulation frequency of the IM ( $f_{im} = \Omega_{im}/2\pi = 34$  GHz) is three times the modulation frequency of the UMZI ( $f_{UMZI} = \Omega/2\pi = 11.33$  GHz). The other parameters are set to  $\omega_0 = 1.216 * 10^{15}$  rad/s,  $\tau_0 = 13.3$  ps,  $\Delta\tau = 1.29 * 10^{-15}$  s,  $\Delta\tau_{im} = 1.29 * 10^{-15}$  s and  $\Delta\omega = 23.5 * 10^{12}$  rad/s.

Three series of pulses at three different wavelengths ( $\lambda_g = 1538$  nm,  $\lambda_h = 1554$  nm and  $\lambda_i = 1567$  nm) are obtained. Two successive pulses are separated by  $1/f_{im}$  and two pulses at the same wavelengths by  $1/f_{UMZI}$ , as expected. The pulsewidths are recorded to be 1.9, 2.5, and 1.7, yielding a TBP of 0.57, 0.78, and 0.51.

3) *Experimental Results:* Fig. 11 shows the experimental results when the modulation frequency of the IM ( $f_{im} = 4.837$  GHz) is five times the modulation frequency of the UMZI ( $f_{UMZI} = 967.4$  MHz). The IM is synchronously driven at an integer multiple of the UMZI modulation frequency. To set the relative timing of the two RF signals, an electrical delay line was inserted in our experimental scheme.

Two series of pulses at two different wavelengths ( $\lambda_4 = 1562.3$  nm and  $\lambda_5 = 1563$  nm) are obtained. This confirms the possible laser emission at closely spaced wavelengths. The temporal pulses at  $\lambda_4$  and  $\lambda_5$  are separated by  $2/f_{im}$ . The other locations on the temporal grid are left unoccupied, probably because the two emitted wavelengths capture all the available gain. In this case, the pulsewidths are recorded to be 50 and 45 ps, yielding a time-bandwidth product of 0.56 and 0.48, respectively. The birefringence of the IM combined with the polarizing behavior of the UMZI acts as a filter that imposes

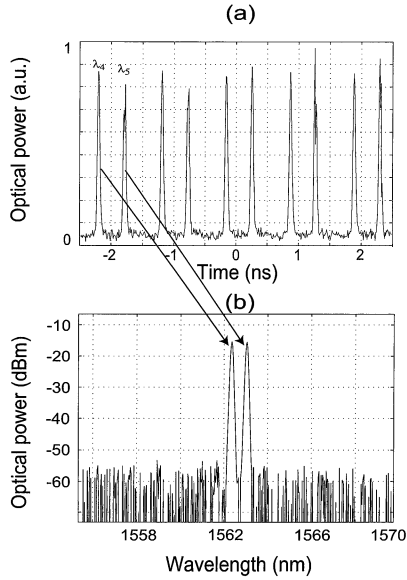


Fig. 11. (a) Time trace and (b) spectrum at the laser output in the presence of a conventional intensity modulator.

a wavelength spacing of 0.7 nm. Indeed, the refractive index difference between the slow and fast axis is  $\Delta n = 7.32 \times 10^{-2}$  over a distance of 4.6 cm. This could be a means of anchoring the emitted wavelengths on the ITU grid.

### B. Control in the Spectral Domain

By analogy with the time grid imposed to the laser output, we can impose a wavelength grid to control the spectral content of the generated pulses. Diverse methods can be investigated, such as birefringence [28], dispersion tuning [30], use of four wave mixing [37], arrayed waveguide gratings [38], or Sagnac loop filters [39]. Conversely, one could impose a constraint in the frequency domain by inserting a periodic filter in the cavity. In our case, to control wavelength spacings, a fiber Mach–Zehnder (FMZ) is inserted in the initial ring cavity as well as an acousto-frequency shifter (AOFS). The FMZ will play the role of a periodic filter and the AOFS will prevent gain saturation by a single wavelength to allow multiwavelength laser emission at room temperature [32].

In the experiments, the modulation frequency was set to 5.67 GHz and the FSR of the additional periodic filter is  $\Delta_{\text{FMZ}} = 5.8$  nm. The results are shown in Fig. 12(a), both in the time and frequency domains. The spectral content of each pulse is also determined to prove the alternate multiwavelength operation. This time, two pulse trains at two different wavelengths ( $\lambda_6 = 1557.8$  nm and  $\lambda_7 = 1563.6$  nm) are obtained. As expected, even if only two wavelengths are generated, we note that the wavelengths are separated by  $\Delta_{\text{FMZ}}$ : the emitted wavelength are anchored to the frequency grid imposed by the intracavity Mach–Zehnder filter. This grid is schematically represented on Fig. 12(b) by the horizontal lines. The pulsewidths are recorded to be 20 and 28 ps, respectively. The TBP of each pulse is 0.56 and 1.12. Once again, the chirp is due to the variation of the center wavelength of the filter with time. Fig. 13(b) shows the theoretical evolution of the maximum of the transfer function of the UMZI as a function

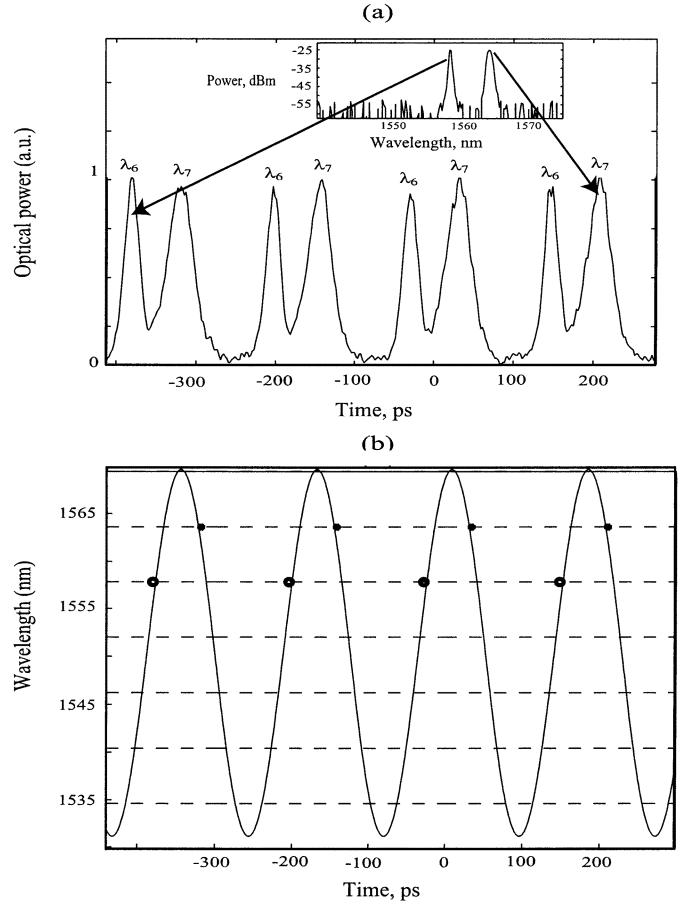


Fig. 12. (a) Time trace and (b) spectrum of the laser output and the corresponding spectrogram, with theoretical evolution of the maximum of the transfer function of the UMZI as a function of time (solid line) and experimental data (points).

of time (with  $\tau_0 = 1.33 \times 10^{-13}$  s,  $\omega_0 = 1.216 \times 10^{15}$  rad/s,  $\Omega = 3.56 \times 10^{10}$  rad/s and  $\Delta\tau = 1.65 \times 10^{-15}$  s as experimental parameters) and the corresponding experimental data points.

### C. Time-Wavelength Mapping

In order to fully control the laser output, both previous types of control can be operated simultaneously. In this case, we anchor the emission on a time-wavelength map. Fig. 13 shows the setup used in this situation: a phase modulator (PM) is inserted as well as a comb filter with an AOFS.

1) *Numerical Simulations:* In this simulation, the FSR of the filter is chosen to be  $\Delta_{\text{FSR}} = 6$  nm. The other parameters are  $\tau_0 = 13.3$  ps,  $\omega_0 = 1.216 \times 10^{15}$  rad/s,  $f_m = \Omega/2\pi = 11.33$  GHz,  $f_{\text{pm}} = 3 * f_m = 33.99$  GHz and  $\Delta\tau = 1 * 10^{-15}$  s. The modulation frequency of the PM,  $f_{\text{pm}}$ , is three times the modulation frequency of the UMZI  $f_{\text{pm}} = 3 * f_m = 33.99$  GHz. The dispersion is fixed to be null. Fig. 14 shows the numerical results of the simulation in the time and frequency domains. The spectral content of each pulse is examined in order to be able to attribute a central wavelength to each pulse.

In order to prove that the laser output is effectively anchored on a time-wavelength grid, Fig. 15 gives the spectrogram of the emission. We thus observe that  $\lambda_j$  and  $\lambda_k$  are separated by

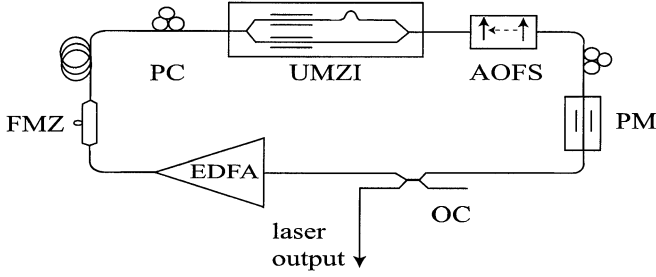


Fig. 13. Schematic diagram of the alternate multiwavelength laser.

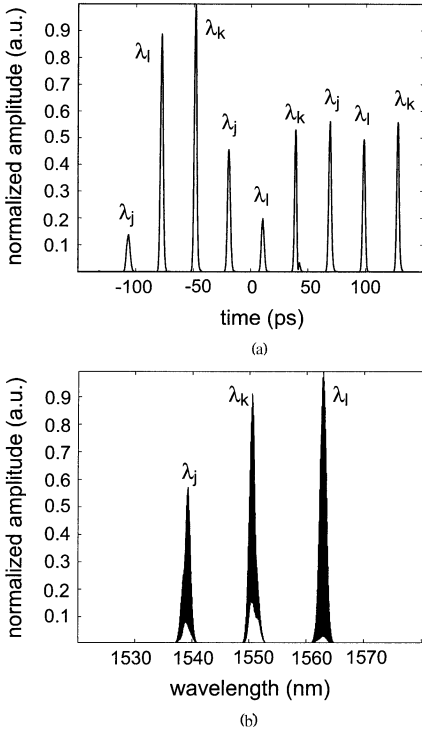


Fig. 14. Simulations of laser output with both time and frequency control. (a) Time trace. (b) Spectral trace.

$2^* \Delta_{\text{FSR}}$  in the Fourier domain and by  $1/f_{\text{PM}}$  in the time domain, as well as  $\lambda_k$  and  $\lambda_l$ . As a consequence, no shift in time and wavelength spacings can be observed. The time and spectrum locations of the laser output are thus controlled.

The FWHM pulsewidth is about 2.8 ps in the temporal domain and 163 GHz in the spectral domain, yielding a TBP of 0.46.

2) *Experimental Results:* Experiments are undertaken when the PM is synchronously driven at an integer multiple of the UMZI modulation frequency to anchor the pulses on a temporal grid and when at the same time, a frequency grid is inserted in the ring cavity. To set the relative timing of the two RF signals, an electrical delay line was inserted in our experimental scheme. The FSR of the periodic filter is still  $\Delta_{\text{FMZ}} = 5.8$  nm. Fig. 16(a) shows the experimental results when the modulation frequency of the PM ( $f_{\text{PM}} = 18.8$  GHz) is ten times the modulation frequency of the UMZI ( $f_m = 1.88$  GHz). Three pulse trains at three different wavelengths are obtained ( $\lambda_9 = 1543.6$  nm,  $\lambda_{10} = 1549.4$  nm and  $\lambda_{11} = 1555.2$  nm). The pulses at  $\lambda_9$  and  $\lambda_{10}$  are separated by  $\Delta_{\text{FMZ}}$  in the frequency domain and by  $2/f_{\text{PM}}$  in the time domain, as well as those at  $\lambda_{10}$  and  $\lambda_{11}$ .

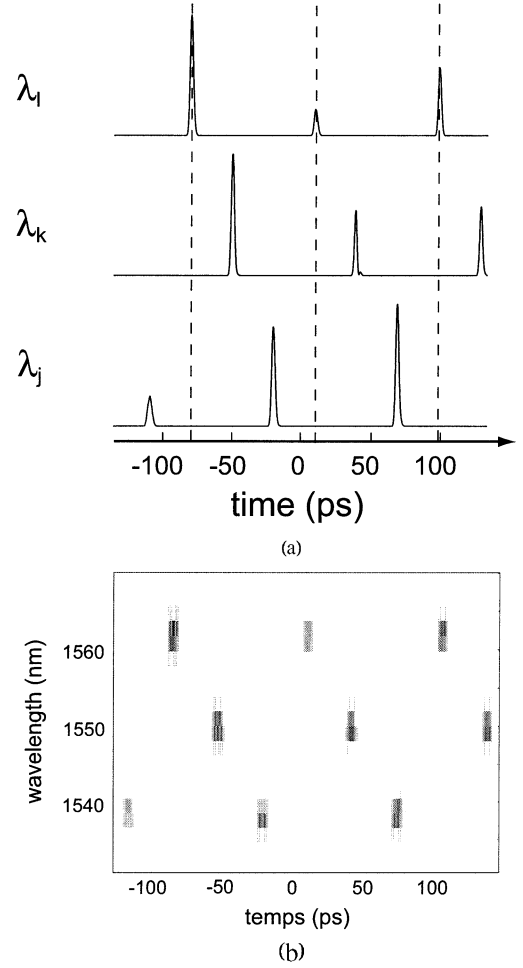


Fig. 15. Optical wavelength identification for each pulse train. (a) Train's separation. (b) Spectrogram.

The pulsewidths are 44, 45, and 52 ps, yielding a TBP of 1.1, 1.8, and 1.3, respectively. We can easily observe on the spectrogram represented on Fig. 16(b) that the emitted pulses are in agreement with the imposed time-frequency grid, represented by dashed lines, and the constraint given by (2).

We can observe that the pulse positions in the temporal-spectral map are different in the simulated and experimental results. This can be explained by the fact that different modulation frequencies were used in the simulations and in the experiments, leading to a different time-wavelength mapping and wavelength selection.

## V. DISCUSSION

This paper presents and synthesizes a new and original way of generating alternate multiwavelength pulse trains via a fiber laser. The results presented here demonstrate two or three pulse trains at two or three wavelengths. To be practically used, many problems have to be solved to improve the design of this source.

### A. Agreement Between Simulations and Experiments

In Sections III-B and C, as well as in Sections IV-A and B, we can observe that the number of wavelengths generated in the experiments is different from the one obtained in the simulations.

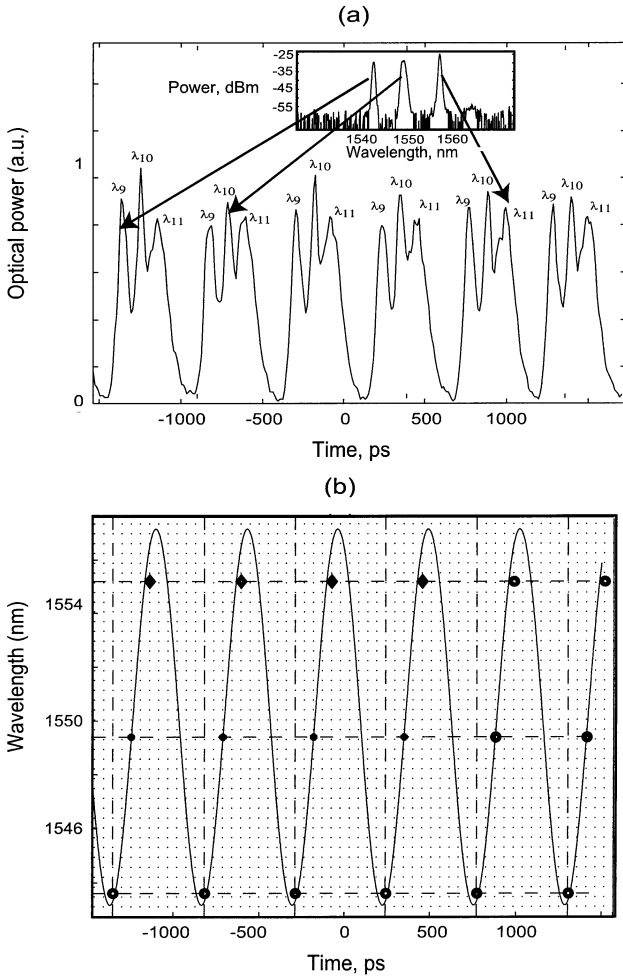


Fig. 16. (a) Time trace and spectrum of the laser output and (b) the corresponding spectrogram in the presence of a time-wavelength map, with theoretical evolution of the maximum of the transfer function of the UMZI as a function of time (solid line) and experimental data (points).

Our simulations use a Gaussian profile for convenience, but practically, the EDFA gain profile is more complex. To have a better agreement between simulations and experiments, we believe the modeling of intracavity elements should be improved. It will be necessary to better understand the interaction of the UMZI with the particular gain profile of the EDFA.

### B. Increase Number of Wavelengths and Pulse Trains

As the UMZI is the key element in the laser setup, a change of its characteristics will change the output generation. The first idea consists in changing the optical path length difference between the two arms of the modulator. By increasing this path length difference, the free spectral range of the filter will decrease, and that would allow many maxima of the filter to be under the EDFA gain curve. The functionality of the fiber ring laser would be upgraded by allowing a simultaneous multiwavelength emission. In this case, a pulse could be at two wavelengths separated from each other by the value of the free spectral range of the UMZI.

However, in our situation, we focus on an alternate multiwavelength generation. To do so and to increase the number of emitted wavelengths, a solution could be to improve the selectivity of the filter. By cascading several UMZIs, a Lyot filter con-

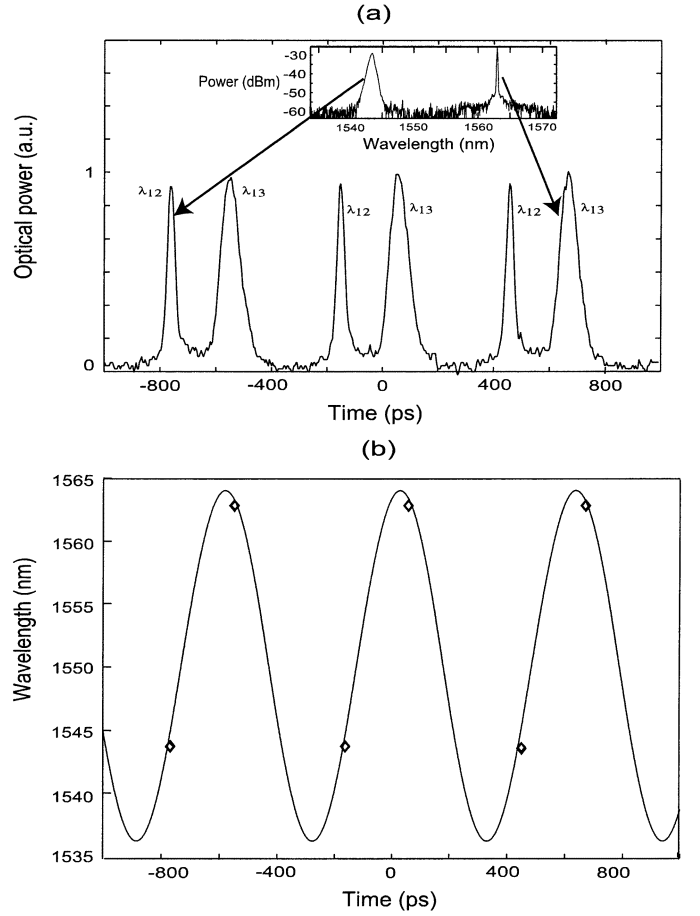


Fig. 17. (a) Time trace and spectrum of the laser output in the presence of an EDFA and (b) the corresponding spectrogram, with theoretical evolution of the maximum of the transfer function of the UMZI as a function of time (solid line) and experimental data (points).

figuration can be implemented [40]. It would improve the filter finesse, i.e., its ratio FSR over bandwidth. Finally, a simple solution would also be to use an extra intracavity comb filter with a small FSR, in order to increase the density of the wavelength grid. Similarly, in the time domain, the density of the temporal mapping can be increased by driving the additional modulator at higher harmonics of the modulation frequency of the UMZI.

In the previous experiments, we presented results for an erbium-doped fiber ring laser. However, many experiments have also been conducted with SOAs. The SOA-based lasers can be shorter and more compact than the EDFA lasers, yet have internal fiber coupling loss not present in erbium and often require strong isolation in the cavity. To compare the influence of the gain medium, we report an experimental comparison of both types of amplifiers in our laser setup.

### C. Influence of Gain Medium

In a first experiment, a gain-flattened EDFA is inserted in the ring laser. The modulator is driven at 1.6 GHz. Fig. 17(a) shows the time trace and spectrum of the laser output. Two pulse trains at two different wavelengths ( $\lambda_{12} = 1543.8$  nm and  $\lambda_{13} = 1562.6.9$  nm) are observed. The pulsewidths are recorded to be 25 and 44 ps, respectively. The TBP of each pulse is 1.25 and 0.55. The chirp is due to the variation of the center wavelength of

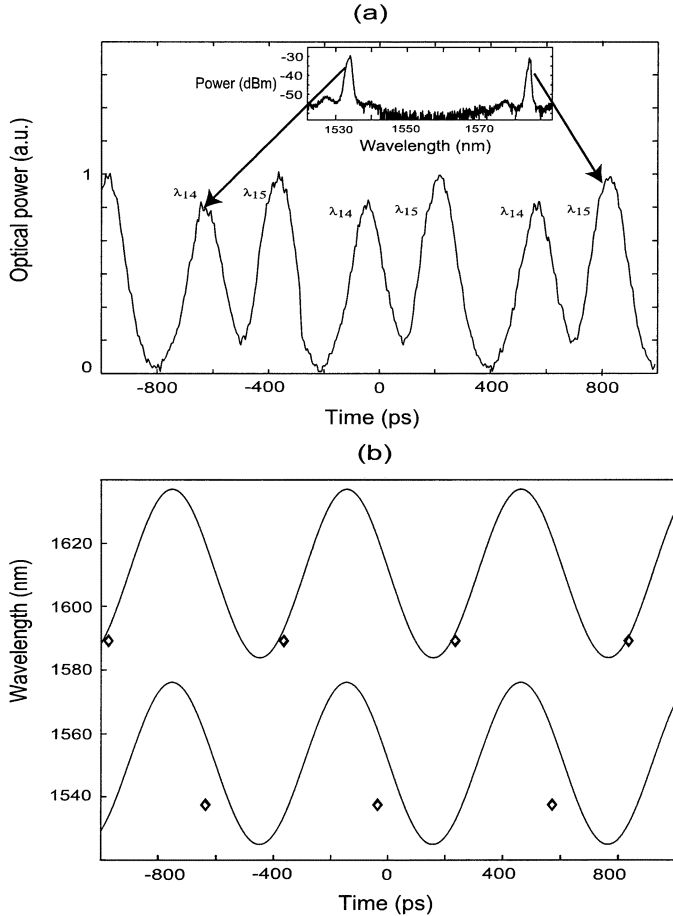


Fig. 18. (a) Time trace and spectrum of the laser output in the presence of an SOA and (b) the corresponding spectrogram, with theoretical evolution of the maximum of the transfer function of the UMZI as a function of time (solid line) and experimental data (points).

the filter with time. Fig. 17(b) shows the theoretical evolution of the maximum of the transfer function of the UMZI as a function of time (with  $\tau_0 = 1.33 \times 10^{-13}$  s,  $\omega_0 = 1.216 \times 10^{15}$  rad/s,  $\Omega = 9.17 \times 10^9$  rad/s and  $\Delta\tau = 1.18 \times 10^{-15}$  s as experimental parameters) and the corresponding experimental data points. The emitted pulses are in agreement with the constraint given by (2).

Fig. 18(a) shows the experimental results when the active gain medium is a SOA (JDS Uniphase CQF8721308-C). The modulation frequency is kept equal to 1.6 GHz. Two other pulse trains at two different wavelengths ( $\lambda_{14} = 1537.1$  nm and  $\lambda_{15} = 1588.3$  nm) can be observed. In this case, the pulsewidths are 50 and 59 ps, yielding chirped pulses with a TBP of 3.7 and 2.7, respectively. Fig. 18(b) shows the temporal theoretical evolution of the two maxima of the UMZI covering the SOA gain curve. In this case, the experimental parameters are  $\tau_0 = 1.3 \times 10^{-13}$  s,  $\Omega = 9.17 \times 10^9$  rad/s and  $\Delta\tau = 2.2 \times 10^{-15}$  s, with  $\omega_0 = 1.216 \times 10^{15}$  rad/s for the below sinusoidal curve and  $\omega_0 = 1.17 \times 10^{15}$  rad/s for the above one. The corresponding experimental data points are also plotted on the figure. We notice that the two wavelengths are selected by two distinct lobes of the tunable filter. The experimental behavior of  $\lambda_{15}$  is in good agreement with the expected theoretical behavior. However,  $\lambda_{14}$

is not accounted for by the filter transfer function. This might indicate that, for this filter position, the overall frequency selection is dominated by the SOA transfer function. When comparing the results in both cases, we remark that the same behavior can be obtained. The use of a SOA in the ring cavity allows more lobes of the filter selecting the wavelengths over a wider bandwidth than with an EDFA. Nevertheless, due to the faster dynamics of the SOA, the pulses are wider than when inserting an EDFA. This would make more difficult the increase of the number of trains when using a SOA. The chirped pulses obtained in the SOA case are certainly due to the nonlinear effects in the SOA. These nonlinearities cause significant distortion and broadening; they induce a red shift on the optical signal.

#### D. Improvement of Stability

As a final point, we observed in the previous experiments that the multiwavelength operation was stable, but that power fluctuations occurred. The mean powers of the laser outputs are on the order of some milliwatts but within each pulse train, every pulse has a different power. This makes a direct detection on the receiver side very difficult, because the choice of the threshold is complex to determine. In order to equalize the diverse powers, a solution could be to use two-photon absorption mechanism [41]. This introduces additional losses for the high intensities, leading to an efficient reduction of power fluctuations.

Another problem comes from the fact that harmonic active modelocking is used in this setup. This harmonic modelocking leads to the creation of supermodes. In an  $N$ th harmonic mode-locked laser, an axial mode is locked to those that are  $N$  axial modes apart on each side. All the modes within the gain bandwidth are thus grouped into  $N$  sets, called supermodes. Therefore, if  $N$  is the harmonic number of the modulation frequency,  $N$  supermodes coexist in the laser cavity. The energy-shifts among these groups and the relative phase-slides among them are the main source of amplitude fluctuations of the emitted pulses. It can lead, in the worst case, to sporadic suppressions of pulses in the train [42], [43]. To solve this situation, some solutions could be to reinject in the cavity the laser output in order to correctly adjust the phase between the pulses and the modulating signal [44], or to use regenerative modelocking by feedback of the harmonic longitudinal beat signal [45] or additive-pulse modelocking [46].

## VI. CONCLUSION

We have numerically and experimentally demonstrated a new technique of generating alternate multiwavelength pulse trains in an erbium-doped fiber ring laser. The proposed technique is based on the use of an unbalanced Mach-Zehnder interferometer and requires a limited number of components. Control of the source is made possible by inserting an additional modulator and a periodic filter in the ring cavity. Three pulse trains at three different colors were obtained at a repetition rate of several gigahertz. We believe that this class of laser represents a significant new step in the development of pulsed sources for telecommunications applications. Further work will focus on the stabilization of this laser, on the discrepancies between simulations and experiments, and also on the increase of the number of wavelengths and pulse trains emitted by the source.

## REFERENCES

- [1] I. H. White, "A multichannel grating cavity laser for wavelength division multiplexing applications," *J. Lightw. Technol.*, vol. 9, no. 7, pp. 893–899, Jul. 1991.
- [2] S.-M. Lee, K.-M. Choi, S.-G. Mun, J.-H. Moon, and C.-H. Lee, "Dense WDM-PON based on wavelength-locked Fabry–Perot laser diodes," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 7, pp. 1579–1581, Jul. 2005.
- [3] D. K. Jung, H. Kim, K. H. Han, and Y. C. Chung, "Spectrum-sliced bidirectional passive optical network for simultaneous transmission of WDM and digital broadcast video signals," *Electron. Lett.*, vol. 37, pp. 308–309, 2001.
- [4] Z. G. Lu, F. G. Sum, G. Z. Xiao, and C. P. Grover, "A tunable multi-wavelength fiber ring laser for measuring polarization-mode dispersion in optical fibers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 5, pp. 60–62, May 2004.
- [5] U. Sharma, C. S. Kim, and J. U. Kang, "Highly stable tunable dual-wavelength Q-switched fiber laser for DIAL applications," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 5, pp. 1277–1279, May 2004.
- [6] J. A. Salehi, "Code-division multi-access techniques in optical fiber network-Part I," *IEEE Trans. Commun.*, vol. 37, no. 8, pp. 824–833, Aug. 1989.
- [7] L. Tancevski and I. Andonovic, "Wavelength hopping/time spreading code division multiple access," *Electron. Lett.*, vol. 30, pp. 1388–1390, 1994.
- [8] S. S. Min, H. Yoo, and Y. H. Won, "Time-wavelength hybrid optical CDMA system with tunable encoder/decoder using switch and fixed delay-line," *Opt. Commun.*, vol. 216, pp. 335–342, 2003.
- [9] A. Yariv and R. G. M. P. Koumans, "Time interleaved optical sampling for ultrahigh speed A/D conversion," *Electron. Lett.*, vol. 34, pp. 2012–2013, 1998.
- [10] M. P. Fok, K. L. Lee, and C. Shu, "4 × 25 GHz repetitive photonic sampler for high-speed analog-to-digital signal conversion," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 3, pp. 876–878, Mar. 2004.
- [11] Y.-G. Han, G. Kim, J. H. Lee, S. H. Kim, and S. B. Lee, "Lasing wavelength and spacing switchable multiwavelength fiber laser from 1510 to 1620 nm," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 6, pp. 989–991, Jun. 2005.
- [12] J. Sun, "Multiwavelength ring lasers employing semiconductor optical amplifiers as gain media," *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 43, pp. 301–303, 2004.
- [13] K. Vlachos, C. Bintjas, N. Pleros, and H. Avramopoulos, "Ultrafast semiconductor-based fiber laser sources," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 10, no. 1, pp. 147–154, Jan./Feb. 2004.
- [14] J. Yao, J. Yao, and Z. Deng, "Multiwavelength actively mode-locked fiber ring laser with suppressed homogeneous line broadening and reduced supermode noise," *Opt. Exp.*, vol. 12, pp. 4529–4534, 2004.
- [15] S. Li and K. T. Chan, "Actively mode-locked erbium fiber ring laser using a Fabry–Perot semiconductor modulator as mode locker and tunable filter," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, pp. 2737–2739, 1999.
- [16] E. D. Park, T. J. Croeze, P. J. Delfyett, A. Braun, and J. Abeles, "Multiwavelength mode-locked InGaAsP laser operating at 12 ch × 2 GHz and 16 ch × 10 GHz," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, no. 6, pp. 837–839, Jun. 2002.
- [17] G. E. Town, L. Chen, and P. W. E. Smith, "Dual wavelength mode-locked fiber laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 11, pp. 1459–1467, Nov. 2000.
- [18] K.-L. Lee, C. Shu, and H.-F. Liu, "Subharmonic pulse-gating in self-seeded laser diodes for time- and wavelength-interleaved picosecond pulse generation," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 40, no. 3, pp. 205–213, Mar., 2004.
- [19] F. W. Tong, W. Jin, D. N. Wang, and P. K. A. Wai, "Multiwavelength fiber laser with wavelength selectable from 1590 to 1645 nm," *Electron. Lett.*, vol. 40, pp. 594–595, 2004.
- [20] B.-A. Yu, J. Kwon, S. Chung, S.-W. Seo, and B. Lee, "Multiwavelength-switchable SOA-fiber ring laser using sampled Hi-Bi fiber grating," *Electron. Lett.*, vol. 39, pp. 649–650, 2003.
- [21] H. Chen, "Multiwavelength fiber ring lasing by use of a semiconductor optical amplifier," *Opt. Lett.*, vol. 30, pp. 619–621, 2005.
- [22] Y. W. Lee, J. Jung, and B. Lee, "Multiwavelength-switchable SOA-fiber ring laser based on polarization-maintaining fiber loop mirror and polarization beam splitter," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 1, pp. 54–56, Jan. 2004.
- [23] H. Dong, G. Zhu, Q. Wang, H. Sun, N. K. Dutta, J. Jaques, and A. B. Piccirilli, "Multiwavelength fiber ring laser source based on a delayed interferometer," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 2, pp. 303–305, Feb. 2005.
- [24] N. Pleros, T. Houbavlis, G. Theophopoulos, K. Vlachos, C. Bintjas, and H. Avramopoulos, "SOA-based multi-wavelength laser sources," *Fiber and Integrated Optics*, vol. 23, pp. 263–274, 2004.
- [25] E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers*. New York: Wiley, 1994.
- [26] S. Yamashita and K. Hotate, "Multiwavelength erbium-doped fiber laser using intracavity etalon and cooled by liquid nitrogen," *Electron. Lett.*, vol. 32, pp. 1298–1239, 1996.
- [27] T. Morioka, K. Mori, and M. Saruwatari, "More than 100-wavelength-channel picosecond optical pulse generation from single laser source using supercontinuum in optical fibers," *Electron. Lett.*, vol. 29, pp. 862–864, 1993.
- [28] S. Hu, L. Zhan, Y. J. Song, W. Li, S. Y. Luo, and Y. X. Xia, "Switchable multiwavelength erbium-doped fiber ring laser with a multisection high-birefringence fiber loop mirror," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 7, pp. 1387–1389, Jul. 2005.
- [29] J. Q. Sun and W. Liu, "Multiwavelength generation by utilizing second-order nonlinearity of LiNbO<sub>3</sub> waveguides in fiber lasers," *Opt. Commun.*, vol. 224, pp. 125–130, 2003.
- [30] S. Li and K. T. Chan, "Electrical wavelength tunable and multiwavelength actively mode-locked fiber ring laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, pp. 1954–1956, 1998.
- [31] G. E. Town, J. Chow, K. Sugden, I. Bennion, and M. Romagnoli, "Applications of chirped grating filters in broadband optical fiber systems," *J. Electr. Electron. Eng. Aust.*, vol. 15, pp. 267–276, 1995.
- [32] J.-N. Maran, S. LaRochelle, and P. Besnard, "Erbium-doped fiber laser simultaneously mode-locked on more than 24 wavelengths at room temperature," *Opt. Lett.*, vol. 28, pp. 2082–2084, 2003.
- [33] A. E. Siegman and D. Kuizenga, "Laser modelocking using intracavity modulators," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-8, no. 6, pp. 601–1983, Jun. 1972.
- [34] J. Vasseur, M. Hanna, J. Dudley, and J.-P. Goedgebuer, "Alternate multiwavelength mode-locked fiber laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 8, pp. 1816–1818, Aug. 2004.
- [35] J. Vasseur, M. Hanna, J. Dudley, and J.-P. Goedgebuer, "Generation of interleaved pulses on time-wavelength grid by actively mode-locked fiber laser," *Electron. Lett.*, vol. 40, pp. 901–903, 2004.
- [36] A. Olsson and C. L. Tang, "Time-wavelength multiplexing of mode-locked external cavity semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-18, no. 11, pp. 1982–1983, Nov. 1982.
- [37] K. I. Kitayama and Y. Awaji, "Optical pulse train generation with use of fiber-optic frequency comb generator and waveguide spectrum synthesizer," in *Proc. CLEO'97*, 1997, vol. 11, p. 135.
- [38] T. Miyazaki, N. Edagawa, S. Yamamoto, and S. Akiba, "A multiwavelength fiber ring laser employing a pair of silica-based arrayed-waveguide-gratings," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, no. 7, pp. 910–912, Jul. 1997.
- [39] N. J. C. Libatique and R. K. Jain, "A broadly tunable wavelength-selectable WDM source using a fiber Sagnac loop filter," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, pp. 1283–1285, 2001.
- [40] S. Calvez, X. Rejeannier, P. Mollier, J.-P. Goedgebuer, and W. Rhodes, "Erbium-doped fiber laser tuning using two cascaded unbalanced Mach–Zehnder interferometers as intracavity filter: Numerical analysis and experimental confirmation," *J. Lightw. Technol.*, vol. 19, no. 6, pp. 893–898, Jun. 2001.
- [41] M. E. Grein, E. R. Thoen, E. M. Koontz, N. A. Haus, L. A. Kolodziejski, and E. P. Ippen, "Stabilization of an active harmonically mode-locked fiber laser using two-photon absorption," in *Proc. CLEO'00*, 2000, pp. 24–25.
- [42] G. T. Harvey and L. F. Mollenauer, "Harmonically mode-locked fiber ring laser with an internal Fabry–Perot stabilizer for soliton transmission," *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 107–109, 1993.
- [43] T. Yilmaz, C. M. Depriest, A. Braun, J. H. Abeles, and P. J. Delfyett, "Noise in fundamental and harmonic mode-locked semiconductor lasers: Experiments and simulations," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 39, no. 7, pp. 838–849, Jul. 2003.
- [44] X. Shan, D. Cleland, and A. Ellis, "Stabilising Er fiber soliton laser with pulse phase locking," *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 182–184, 1992.
- [45] M. Nakazawa, E. Yoshida, and Y. Kimura, "Ultrastable harmonically and regeneratively mode-locked polarization-maintaining erbium fiber ring laser," *Electron. Lett.*, vol. 30, pp. 1603–1605, 1994.
- [46] H. A. Haus, E. P. Ippen, and K. Tamura, "Additive-pulse modelocking in fiber lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, no. 1, pp. 200–208, Jan. 1994.

**Jérôme Vasseur** received the Diplôme d'Ingénieur degree from Supélec, Metz, France, in 2001 and the M.S. degree in electrical and computer engineering from the Georgia Institute of Technology, Atlanta, in 2002, where he is currently working toward the Ph.D. degree along with the University of Franche-Comté, Besançon, France.

He is affiliated with the GTL-CNRS Telecom Laboratory, Besançon, France, and the Electrical and Computer Engineering Department, Georgia Institute of Technology, Atlanta. His current research interests include multiwavelength laser sources and broadband optical access networks.

**Marc Hanna** was born in Beirut, Lebanon, in 1974. He received the Ph.D. degree in electrical engineering from the Université de Franche Comté, Besançon, France, in 2000.

From 2001 to 2006, he was a Researcher in the Optics Department of FEMTO-ST, Besançon, France, where he focused on ultrafast optics applied to telecommunications. He is now with the Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Orsay, France. His research interests include high power femtosecond lasers and amplifiers, and nonlinear optics in fibers.

**John Dudley** (M'97) was born in Otahuhu, New Zealand, in 1966. He received the B.Sc. and Ph.D. degrees in physics from the University of Auckland, New Zealand, in 1987 and 1992, respectively.

In 1992 and 1993, he carried out research studying femtosecond self-mode-locked lasers and optical parametric oscillators at the University of St. Andrews, U.K. In 1994, he took up a position at the University of Auckland where he studied the physics of ultrashort pulse generation and measurement, and nonlinear fiber optics. In 2000, he was appointed Professor at the University of Franche-Comté, Besançon, France, where he currently pursues diverse research interests in ultrafast and nonlinear guided wave optics. In 2005, he was named as a Member of the Institut Universitaire de France. He has published over 200 contributions in journals, books and conference proceedings.

Prof. Dudley is a Member of the Optical Society of America.

**Jean-Pierre Goedgebuier** (M'86) received the French Doctorat e and Doctorat d'Etat degrees from the University of France-Comté, Besançon, France, in 1975 and 1978, respectively.

Since 1989, he has served as Director of the Laboratoire d'Optique P.M. Duffieux, a major CNRS laboratory at the University of the Franche Comté, Besançon, France, specializing in optics-related research including nonlinear optics, optoelectronics and telecommunications, near-field optics, and nanometrology for bioengineering. He was also the Director of the GTL-CNRS Telecom research laboratory at Georgia Institute of Technology, Lorraine, and was an Adjunct Professor of Electrical and Computer Engineering at Georgia Tech. As professor at the University of the Franche Comté, he teaches in the areas of optics, quantum-electronics, telecommunications, signal processing, and general physics. He has authored or coauthored several hundred articles in refereed journals, books, and conference proceedings. He is currently scientific director of PSA Peugeot-Citroën.

Dr. Goedgebuier is the recipient of the Fabry-de-Gramont Prize of the French Optical Society and of the Vavilov Medal of the Ukrainian Academy of Science, and he was recently elected a member of the Institut Universitaire de France.

**Jianjun Yu** received the B.S. degree in optics from Xiangtan University, Xiangtan, China, in 1990 and the M.E. and Ph.D. degrees in optical communications from Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing, China, in 1996 and 1999, respectively.

From June 1999 to January 2001, he was with the Research Center COM, Technical University of Denmark, working as an Assistant Research Professor. From February 2001 to December 2002, he worked for Lucent Technologies and Agere System as a Member of Technical Staff. He joined the Georgia Institute of Technology, Atlanta, in January 2003, and he also holds an Adjunct Professor position with Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing, China. His current research interests include new modulation format techniques, WDM-PON, radio-over-fiber and optical label switching in optical networks. He holds one U.S. patent with three others pending. As the first author, he has more than 80 publications in prestigious journals and conferences.

Dr. Yu is a senior member of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society (LEOS). He served as a Technical Committee Member of IEEE LEOS 2005 annual meeting, as well as a reviewer of the IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, IEEE/OSA JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY, *Optics Express*, *Optical Engineering*, and *Optical Communications*.

**Gee-Kung Chang** (M'80-SM'92-F'96) received the B.S. degree in physics from National TsingHua University, Taiwan, R.O.C., and the Ph.D. degree in physics from University of California, Riverside.

Dr. Chang is currently the Byers endowed Chair in Optical Networking and Georgia Research Alliance Eminent Scholar at the Georgia Institute of Technology, Atlanta. Prior to joining Georgia Tech, he served as Vice President and Chief Technology Strategist of OpNext, Inc., in charge of technology strategy and product planning for advanced optical networking components. He has worked for 23 years in device, system, and network research within the Bell Systems in New Jersey Bell Labs, Bellcor, and Telcordia Technologies, where he served in various capacities including Director of the Optical Networking Systems and Testbed, Director of the Optical System Integration and Network Interoperability, and finally, Executive Director and Chief Scientist of the Optical Internet Research Department.

Dr. Chang is a Fellow of the Optical Society of America (OSA). He received the Bellcore President Award in 1994 and the RAD 100 awards in 1994, was elected as a Telcordia Fellow in 1999, and won the Fellow Award for the Photonic Society of Chinese-Americans in 2000. He has been active in serving various IEEE Lasers and Electro-Optics Society (LEOS) and OSA conferences and committees. He served twice as the lead Guest Editor for special issues of IEEE/OSA JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY: one on Optical Networks in December 2000 and another on Metro and Access Networks in November 2004.

**John R. Barry** (M'96-SM'00) received the B.S. degree from the State University of New York at Buffalo in 1986, and the M.S. and Ph.D. degrees from the University of California at Berkeley in 1987 and 1992, respectively, all in electrical engineering.

He is an Associate Professor with the School of Electrical and Computer Engineering, Georgia Institute of Technology, Atlanta. He Before joining Georgia Tech in 1992, he held positions at Bell Communications Research, IBM T. J. Watson Research Center, Hughes Aircraft Company, and General Dynamics. Dr. Barry is a coauthor with Edward A. Lee and David G. Messerschmitt of *Digital Communication*, 3rd ed. (Kluwer, 2004), and he is the author of *Wireless Infrared Communications* (Kluwer, 1994).

Dr. Barry received the 1992 David J. Griep Memorial Prize and the 1993 Eliahu Jury Award from U.C. Berkeley, a 1993 Research Initiation Award from the National Science Foundation, and a 1993 IBM Faculty Development Award.



# Generation of 63 fs 4.1 MW peak power pulses from a parabolic fiber amplifier operated beyond the gain bandwidth limit

D. N. Papadopoulos,<sup>1</sup> Y. Zaouter,<sup>2,3</sup> M. Hanna,<sup>1,\*</sup> F. Druon,<sup>1</sup> E. Mottay,<sup>3</sup> E. Cormier,<sup>2</sup> and P. Georges<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS, CNRS—Université Paris Sud, 91127 Palaiseau, France

<sup>2</sup>Centre Lasers Intenses et Applications, CNRS—Université de Bordeaux 1—CEA 351 Cours de la Libération, 33405 Talence, France

<sup>3</sup>Amplitude Systèmes, 33600 Pessac, France

\*Corresponding author: marc.hanna@institutoptique.fr

Received June 18, 2007; revised July 25, 2007; accepted July 26, 2007; posted July 30, 2007 (Doc. ID 84268); published August 17, 2007

We report the generation of 63 fs pulses of 290 nJ energy and 4.1 MW peak power at 1050 nm based on the use of a polarization-maintaining ytterbium-doped fiber parabolic amplification system. We demonstrate that operation of the amplifier beyond the gain bandwidth limit plays a key role on the sufficient recompressibility of the pulses in a standard grating pair compressor. This results from the accumulated asymmetric nonlinear spectral phase and the good overall third-order dispersion compensation in the system.

© 2007 Optical Society of America

OCIS codes: 060.2320, 140.3510, 320.5520.

Ytterbium-doped fibers feature a number of important performance advantages regarding both the generation and the amplification of short optical pulses, which have made them an attractive alternative to conventional solid-state laser systems. Specifically, they feature outstanding thermo-optical properties, large gain bandwidth ( $>40$  nm), high saturation fluence allowing the generation of millijoule pulses, and high optical pumping efficiency ( $>80\%$ ).

However, the tight optical confinement within long interaction lengths inside the fiber core sets a severe limitation on the power and energy scaling due to the generally undesirable nonlinear pulse distortions. Chirped-pulse amplification (CPA) [1] in the linear regime (nonlinear phase shift  $\Phi_{NL} < 1$ ) is a first straightforward answer to these restrictions. Sufficient pulse stretching in the time domain, along with the enlargement of the fiber's mode-field diameter in CPA systems [2,3], has led to the generation of millijoule subpicosecond pulses [4] or high-average-power fs pulses [5]. Alternatively, high-peak-power and high-energy CPA systems have been demonstrated [6,7] in the particular regime where large amounts of nonlinear phase is accumulated ( $\Phi_{NL} \gg \pi$ ). Last but not least, even more emphatically denoting the fundamental importance of the fibers nonlinearity is the case of parabolic amplification [8].

Parabolic pulses are the asymptotic solution of the nonlinear Schrödinger equation accounting for flat spectral gain, self-phase modulation (SPM) and positive group velocity dispersion (GVD). The interplay between SPM and GVD in the presence of gain results in a wave-breaking-free propagation regime [9] and the generation of purely linearly chirped amplified pulses. However, this ideal asymptotic solution is experimentally largely limited due to additional deleterious effects such as a limited gain bandwidth of the fiber, the higher dispersion orders, and the stimu-

lated Raman scattering (SRS) [10,11]. For broad spectrum parabolic pulses, third-order dispersion (TOD) becomes a significant restriction in their recompressibility, and special care has to be taken for the overall TOD compensation of the system. This issue has been addressed in our previous work [12] in the case of parabolic amplification by means of a hybrid gratings-prisms compressor arrangement below the gain bandwidth limit.

In this work we investigate parabolic amplification in terms of compressibility of the generated pulses when the amplifier gain is increased beyond the threshold of the gain bandwidth limited regime [13] but still below the SRS threshold. We report on a large-mode-area (LMA) Yb-doped fiber parabolic amplification system, followed by a conventional grating pair compressor, that generates high-quality 63 fs pulses of 290 nJ energy (about 260 nJ in the main peak of the pulse) and over 4.1 MW of peak power at 27 MHz, centered at 1050 nm. These performances are obtained with a simple, stretcher-free single stage amplifier setup. To our knowledge these are the shortest pulse duration and highest peak power ever reported for Yb-doped fiber based parabolic amplification systems and a first approach on demonstrating the potential operation in the gain bandwidth limited regime.

There are three main sources of TOD in our system. First is the TOD of the ytterbium-doped fiber amplifier (YDFA), which for typical LMA fibers is dominated by the material TOD, resulting in a positive third-order propagation constant of  $\beta_3 = 6 \times 10^{-2} \text{ ps}^3 \text{ km}^{-1}$ . The second source is the TOD of the compressor. Quite unluckily, the TOD to GVD ratio introduced by the YDFA has an opposite sign to that introduced by a grating pair compressor [12]. This means that if the compressor is set to perfectly compensate the GVD, the TOD of both the YDFA and the

compressor will simply add, resulting in significant pulse broadening and pulse shape distortion. The third source of TOD originates from SPM of spectrally asymmetric pulses. In a strongly stretched pulse regime, the accumulated  $\Phi_{\text{NL}}$  is approximately proportional to the spectral intensity [14]. Although for ideal parabolic pulses the spectrum is symmetric and this effect is negligible, in practice asymmetric spectra often arise due to the fiber spectral gain profile. The induced SPM thus results in an asymmetric phase contributing to a nonnegligible TOD. This effect can be used to compensate the other TOD sources in a CPA setup [6].

Our system consists in an diode-pumped passively mode-locked bulk Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> laser oscillator, followed by a diode-pumped polarization-maintaining LMA Yb-doped fiber amplifier (YDFA) and a conventional grating pair compressor (Fig. 1). The oscillator employs a 5.5 m long cavity and provides 95 mW in 145 fs pulses of 15 nm bandwidth [time–bandwidth product (TBP)=0.65] centered at 1040 nm, at a repetition rate of 27 MHz. About 55 mW (2 nJ) are seeded into the YDFA through an optical isolator (to avoid feedback to the oscillator) and a half-wave plate for the coupling optimization in the polarization-maintaining fiber. The YDFA consists in a 6.5 m long double-clad Yb-doped LMA fiber (NA=0.06) with core/clad diameters of 20/400  $\mu\text{m}$  (Nufern). The amplifier is pumped by a 25 W fiber-coupled diode at 976 nm, exhibiting absorption of 1.7 dB/m. Both fiber ends are angle cleaved at 8° to suppress parasitic lasing. At maximum pump power, the amplifier delivers 5.6 ps pulses of 48.5 nm bandwidth (TBP=74) and 11.5 W average power. YDFA's output pulses are compressed in a high-efficiency 1250 line/mm transmission–grating pair compressor arranged in the antiparallel configuration to allow increased flexibility ( $z_c$  in Fig. 1 varied between 5 and 10 mm). In the standard parallel grating configuration the required grating separation (<10 mm) could not be achieved due to the gratings' substrate thickness. The use of a half-wave plate at the compressor's input increased its overall efficiency to about 70%.

According to [13], for the parameters of the fiber used (i.e.,  $L=6.5$  m,  $\beta_2 \approx 20$  ps<sup>2</sup> km<sup>-1</sup>,  $\gamma \approx 0.7$  W<sup>-1</sup> km<sup>-1</sup>, and gain bandwidth  $\Delta\nu_g \approx 10$  THz) and a fixed input pulse energy of 2 nJ, the maximum

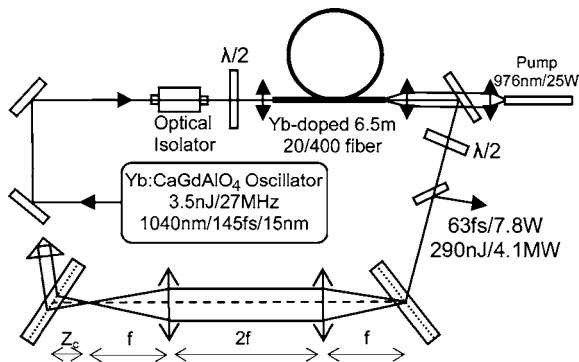


Fig. 1. Experimental setup.

output power before reaching the YDFA's gain bandwidth limit is calculated at 1.8 W ( $g=0.54$  m<sup>-1</sup>). The increase of the amplifier's pump power to its maximum ( $g_{\text{max}}=0.82$  m<sup>-1</sup>) reduces the maximum non-bandwidth-limited propagation length in the fiber to around 3.8 m.

Experimentally, the above mentioned bandwidth limitation is clearly observed on the spectral shape of the output pulses for output power exceeding 5 W. Above this value, a relatively steeper low-wavelength side of the spectrum is progressively developing, while a further increase of the gain results in the extension of the spectrum towards longer wavelengths [inset of Fig. 3(a)]. As expected, because of the reduced gain of the YDFA for longer wavelengths, beyond a certain pump power level, a clear spectral shaping generally resembling a "shark fin" is observed [6]. Since  $\Phi_{\text{NL}}$  is expected to be approximately proportional to the spectral intensity, the specific spectral shape can result in a reverse of the  $\varphi_3$  sign of the pulse and therefore even in a perfect matching of the  $\varphi_3/\varphi_2$  ratio between the YDFA and the compressor.

To verify the above assumptions, with the use of a second-harmonic generation frequency-resolved optical gating (SHG FROG) setup, we performed a systematic measurement of the  $\varphi_3/\varphi_2$  ratio of the amplified uncompressed pulses at various output power levels ( $0.76 \leq g \leq 0.82$  m<sup>-1</sup>). While the value of  $\varphi_2$  only varies between 0.073 and 0.065 ps<sup>2</sup> (0.079 to 0.073 ps<sup>2</sup> for ideal parabolic pulses),  $\varphi_3$  not only varies remarkably within almost an order of magnitude but also exhibits the predicted change of sign. Figure 2 shows the  $\varphi_3/\varphi_2$  ratio of the amplified uncompressed pulses for output power in the range of 7 to 11.5 W (error bars are due to spectral phase fitting error up to the 9th order of the Taylor series for central angular frequency determined by the maximum of the spectrum). In our setup, the  $\varphi_3/\varphi_2$  ratio of the grating compressor is fixed to about -4 fs, thus optimal compression would require a  $\varphi_3/\varphi_2$  ratio of the YDFA of -4 fs as well. We can therefore predict from Fig. 2 that a simultaneous compensation of both the GVD and the TOD is expected for YDFA's output power slightly above 9 W.

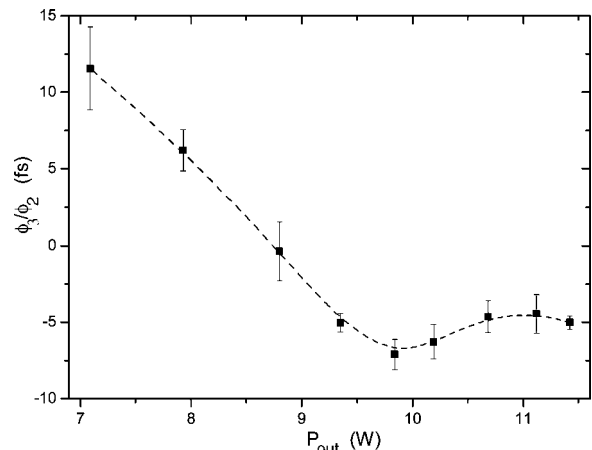


Fig. 2.  $\varphi_3/\varphi_2$  spectral phase ratio of the amplified uncompressed pulses versus YDFA's output power.

Figure 3(a) shows the best compressed output pulses, retrieved from a SHG FROG measurement, for three representative cases (the corresponding  $128 \times 128$  FROG traces with an error  $< 0.0045$  are shown as insets). At 1.1 W (below the 1.8 W gain bandwidth limitation threshold) the parabolic pulses are not efficiently compressed, exhibiting 143 fs duration and secondary pulses because of uncompensated TOD (estimated accumulated nonlinear phase shift  $\Phi_{NL} \approx 5.7\pi$ ). At 8.7 W (6 W after compression) almost TOD perfectly compensated pulses are obtained (98% of the pulse energy in the main pulse peak), with 70 fs duration, 31 nm spectral bandwidth (TBP=0.6), and energy of 220 nJ corresponding to 3.5 MW peak power ( $\Phi_{NL} \approx 18\pi$ ). At the maximum YDFA's output power of 11.5 W (7.8 W after compression), 63 fs pulses of 48.5 nm bandwidth (TBP=0.85) were produced (TBP for ideal parabolic pulses 0.73). Although in this case the satellite structure of the pulses is increased, their quality is still very high (89% of the pulse energy remains in its main peak), leading to a pulse energy of 290 nJ (about 260 nJ in the main peak) and peak power of 4.1 MW ( $\Phi_{NL} \approx 21.2\pi$ ).

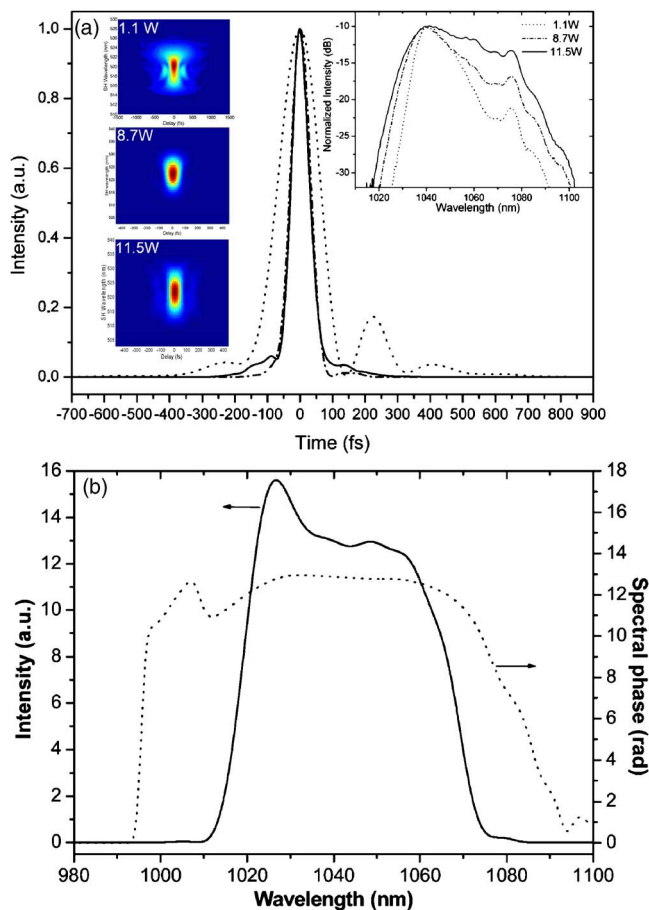


Fig. 3. (Color online) Retrieved (a) temporal intensity profile of the compressed pulses at different YDFA's output powers (the corresponding intensity spectra and FROG traces are shown as an inset). (b) Spectrum and spectral phase at maximum output power.

Figure 3(b) shows the SHG FROG retrieved the spectrum and spectral phase of the 63 fs pulses. Spectral shaping due to gain bandwidth limitation is clearly illustrated in this case. The resulting spectral phase is flattened as a result of sufficient TOD compensation in the YDFA/compressor combination due to the spectral asymmetry.

In conclusion, we have demonstrated the generation of 63 fs pulses of 4.1 MW peak power through the compression of nonideal parabolic pulses produced by a standard PM LMA YDFA. We strongly believe that further increase of the YDFA's gain in combination with the nonlinear spectral phase based TOD compensation scheme presented here could lead to the generation of pulses in the  $1 \mu\text{J}/\text{sub } 100 \text{ fs}$  regime. To achieve this, the fiber characteristics (length, core size, doping level, and dispersion), the compressor line density, the repetition rate, and the pump power level should be carefully chosen so that overall TOD is compensated. The onset of SRS then limits the achievable pulse energy.

The authors acknowledge the financial support of the Agence National de la Recherche under the research program HIPOLYFF, the Réseau des Technologies Femtoseconde, the Conseil Regional d'Aquitaine, and the Laserlab consortium. D. N. Papadopoulos acknowledges the financial support of the Région Ile de France for his post-doc position.

## References

1. D. Strickland and G. Mourou, *Opt. Commun.* **56**, 219 (1985).
2. A. Galvanauskas, G. C. Cho, A. Hariharan, M. E. Fermann, and D. Harter, *Opt. Lett.* **26**, 935 (2001).
3. J. Limpert, A. Liem, M. Reich, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, and C. Jakobsen, *Opt. Express* **12**, 1313 (2004).
4. A. Galvanauskas, Z. Sartania, and M. Bischoff, in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, Vol. 56 of OSA Trends in Optics and Photonics Series (Optical Society of America, 2001), paper CMA1.
5. F. Röser, J. Rothhard, B. Ortac, A. Liem, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, *Opt. Lett.* **30**, 2754 (2005).
6. L. Shah, Z. Liu, I. Hartl, G. Imeshev, G. Cho, and M. Fermann, *Opt. Express* **13**, 4717 (2005).
7. L. Kuznetsova, A. Chong, and F. W. Wise, *Opt. Lett.* **31**, 2640 (2006).
8. M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, and J. D. Harvey, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 6010 (2000).
9. J. Limpert, T. Schreiber, T. Clausnitzer, K. Zöllner, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, H. Zellner, A. Tünnermann, *Opt. Express* **10**, 628 (2002).
10. G. Chang, A. Galvanauskas, H. G. Winful, and T. B. Norris, *Opt. Lett.* **29**, 2647 (2004).
11. D. B. S. Soh, J. Nilsson, and A. B. Grudinin, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 1 (2005).
12. Y. Zaouter, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, E. Cormier, and P. Georges, *Opt. Express* **15**, 9372 (2007).
13. D. B. Soh, J. Nilsson, and A. B. Grudinin, *J. Opt. Soc. Am. B* **23**, 10 (2006).
14. A. Galvanauskas, *Ultrafast Lasers* (CRC, 2002), p. 209.

# Compensation of Gain Narrowing by Self-Phase Modulation in High-Energy Ultrafast Fiber Chirped-Pulse Amplifiers

Dimitrios N. Papadopoulos, Marc Hanna, Frédéric Druon, and Patrick Georges

**Abstract**—We propose a method to compensate gain narrowing by use of the self-phase modulation effect in a femtosecond fiber chirped-pulse amplifier (CPA). An engineering rule is derived to determine the stretched pulse duration that allows this compensation. Simulations are carried out to validate this idea. A tradeoff is found between achievable pulse duration and output energy, but we show that this technique allows the generation of 100 fs pulses even for high-gain systems, with output energies of the order of 100  $\mu\text{J}$ . An experimental proof of principle demonstrates the generation of 112 fs, 10  $\mu\text{J}$  pulses, the shortest high-energy pulse, to our knowledge, generated by a fiber CPA system.

**Index Terms**—Chirped-pulse amplification (CPA), pulse compression, ultrafast fiber amplifiers.

## I. INTRODUCTION

YTTERBIUM-DOPED femtosecond fiber amplifiers appear as a promising alternative technique compared to bulk systems, particularly in terms of efficiency and average power handling. Numerous systems and strategies have been developed to improve the performances of these amplifiers. However, bulk systems retain several advantages over fiber systems. One of the main limitations of the fiber technology is the achievable amplified pulse energy. Harmful nonlinear effects and damage thresholds are reached sooner than in bulk amplifiers because the operation in transverse single-mode conditions restricts the mode field area in the fiber. Another limitation of fiber amplifiers is the achievable pulse duration. The ytterbium ion in glass exhibits a gain bandwidth of approximately 40 nm, well below the value of titanium-doped sapphire.

To increase the bandwidth and/or control the propagation of an optical pulse in the fiber, the most investigated solution consists of exploiting nonlinear effects rather than avoiding them to take advantage of the spectral generation imparted by self-phase modulation (SPM). This idea has led to numerous concepts in nonlinear fiber optics such as solitons and parabolic pulses, both in single-pass amplifiers [1] and in fiber laser cavities [2].

Manuscript received August 22, 2008; revised September 23, 2008 and October 6, 2008; accepted October 7, 2008. Current version published February 4, 2009. This work was supported in part by the Agence Nationale de la Recherche Program High Power Lasers Based on Ytterbium-Doped Fibers in Femtosecond Regime (HiPoLYFF).

The authors are with the Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), Université Paris Sud, 91127 Palaiseau, France (e-mail: dimitris.papadopoulos@institutoptique.fr; marc.hanna@institutoptique.fr; frederic.druon@institutoptique.fr; patrick.georges@institutoptique.fr).

Color versions of one or more of the figures in this paper are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/JSTQE.2008.2010271

In the context of fiber amplifiers, the parabolic regime [3] has attracted a lot of attention, and has led to the generation of very short (sub-100-fs) amplified pulses. However, this regime is limited in achievable energy to below 1  $\mu\text{J}$  because of competing higher order effects that become predominant. Recent experiments have demonstrated increase in pulse energies by operating in even more nonlinear regimes while controlling the spectral phase [4]. However, a definitive limitation is set by the self-focusing threshold for femtosecond pulses that are directly fed to the fiber amplifier, and are therefore stretched by the fiber itself to modest durations (few picoseconds) along the amplifier.

Chirped-pulse amplification (CPA) [5] was precisely devised to reach higher pulse energies by circumventing this peak power limitation. The linear character of this technique implies that gain narrowing will occur. Indeed, fiber CPA experiments have led to femtosecond pulse energies of several hundreds of microjoules [6], but with pulse durations greater or, at best, around 250 fs [7], [8]. The optimization of nonlinear CPAs (i.e., where the accumulated nonlinear phase exceeds 1 rad) has recently been studied in detail [8]–[10], but these works are focused on the compensation of the spectral phase induced by SPM, and the generation of spectral content is either neglected or not considered.

Here, we investigate the possibility of using SPM to recreate the wavelengths that have been suppressed by gain narrowing in a high-energy CPA fiber amplifier. First, we present a simple analytical model to roughly predict the amplifier system parameters that allow operation in this compensation regime. This model is validated by numerical simulations, and experiments are presented to confirm the applicability of the method. This proof-of-principle experiment results in the generation of 112 fs, 10  $\mu\text{J}$  pulses, corresponding to a true peak power of 71 MW (79% of the energy in the main peak) at a repetition rate of 164 kHz. This is, to our knowledge, the shortest pulse duration reported for a high-energy fiber CPA system.

## II. DESIGN RULE FOR SPM/GAIN NARROWING COMPENSATION

### A. Analytical Derivation

We first evaluate the stretched pulse duration necessary to compensate gain narrowing with SPM in a CPA setup. The maximum nonlinear angular frequency shift experienced by the stretched pulse in the fiber amplifier can be approximated as

$$\Delta\Omega_{\text{SPM}} = 2\gamma z \frac{G-1}{\ln G} \frac{P_0}{\Delta t} \quad (1)$$

where  $\gamma$  is the fiber nonlinear parameter,  $G$  is the overall fiber gain,  $z$  is the fiber length,  $P_0$  is the input pulse peak power, and  $\Delta t$  is the full width at half-maximum (FWHM) stretched input pulsewidth. An exponential gain was assumed to derive this result, and the temporal shape of the input stretched pulse changes this maximum value, but we have found this expression to hold for most common pulse shapes, such as Gaussian and sech<sup>2</sup>. Next, we evaluate the impact of gain narrowing on the pulse. Assuming a Gaussian lineic gain  $g(\omega)$  with half-width at  $1/e$  given by  $\Delta\omega$  (in the rest of the text, half-widths at  $1/e$  will always be used for theoretical spectral widths), the gain shape at the output of the fiber is given by  $G(\omega) = \exp(g(\omega)z)$ . The width of this gain shape is given by

$$\Delta\Omega_{GN} = \Delta\omega \sqrt{\ln\left(\frac{g_0 z}{g_0 z - 1}\right)} \quad (2)$$

where  $g_0$  is the value of the gain at the gain peak, which is assumed to correspond to the input spectrum peak. Although it is obviously not the case, we suppose, for simplicity, that the overall gain shape  $G(\omega)$  is Gaussian with spectral width  $\Delta\Omega_{GN}$ . In this case, the output pulse spectrum width in the linear case (with no SPM) is given by

$$\Delta\omega_{out} = \sqrt{\frac{\Delta\omega_{in}^2 \Delta\Omega_{GN}^2}{\Delta\omega_{in}^2 + \Delta\Omega_{GN}^2}} \quad (3)$$

where  $\Delta\omega_{in}$  is the input spectral width. The compensation of this gain narrowing by SPM-induced angular frequency shift can be found by setting  $\Delta\Omega_{SPM} = \Delta\omega_{in} - \Delta\omega_{out}$ . The stretched pulse FWHM duration that satisfies this equality, assuming  $G \gg 1$ , is given by

$$\Delta t = \sqrt{\frac{2\gamma E_{in} \exp(g_0 z)}{g_0 (\Delta\omega_{in} - \Delta\omega_{out})}} \quad (4)$$

where  $E_{in}$  is the input pulse energy. Given the parameters characterizing the input pulse and the fiber amplifier, and using (2)–(4), we can now determine which stretched pulse duration corresponds to the compensation of gain narrowing by SPM.

### B. Numerical Simulations

We have checked this analytical approach by performing split-step Fourier simulations of the propagation in the CPA setup. We consider that the FWHM Gaussian lineic gain bandwidth is 40 nm, with  $g_0 = 2.3 \text{ m}^{-1}$  and  $z = 2 \text{ m}$ , giving a gain of 100 for the central wavelength. The fiber has a nonlinear parameter of  $\gamma = 2.7 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ , corresponding to a mode field diameter of 30  $\mu\text{m}$ . For these simulations, a saturation energy of about 250  $\mu\text{J}$  has been assumed, allowing the assumption of exponential gain for all energy levels considered ( $< 200 \mu\text{J}$ ). In the case of highly saturated regime ( $> 1 \text{ mJ}$ ), however, gain could, in a first approximation, be considered linear, resulting in a much reduced gain narrowing impact. For intermediate energy levels, careful consideration of the gain saturation distribution along the fiber length should be included. Fig. 1 shows the stretched pulse duration that results in an output bandwidth equal to the input bandwidth as a function of Fourier-transform-limited

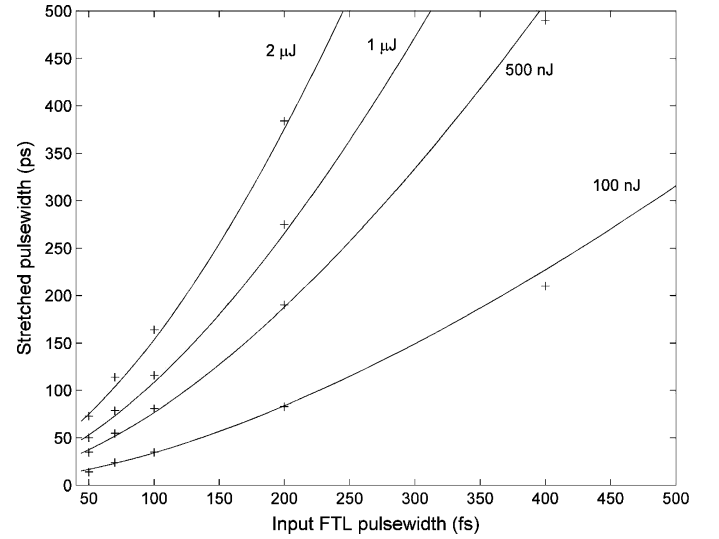


Fig. 1. Optical bandwidth-preserving stretched duration as a function of FTL Gaussian input pulsewidth for input energies of 0.1, 0.5, 1, and 2  $\mu\text{J}$  (solid lines: analytic estimate; crosses: simulation).

(FTL) pulsewidth for various Gaussian input pulse energies. We note that the analytic estimate is in good agreement with the simulations.

In addition to the output bandwidth, the simulations allow us to investigate in more detail the output spectrum intensity and phase. A first general conclusion (also derived by (2) and (3) in the previous paragraph) is that for a given input FTL pulsewidth (or equivalently, a bandwidth  $\Delta\omega_{in}$ ), the amount of nonlinear phase that must be accumulated to compensate gain narrowing does not depend on the pulse energy. Therefore, for a constant-input FTL pulsewidth, the output spectrum is similar for all input or output energies. Additionally, while the actual pulse energy gain  $G$  is independent of the input pulse energy, it, however, strongly depends on the FTL input pulsewidth. As an example, in this simulation, the gain  $G$  is found equal to 91 for 200 fs input FTL pulsewidth (close to the maximum gain of 100), because of the relatively narrow input optical bandwidth in comparison to the gain bandwidth. On the contrary, for 50 fs input FTL pulsewidth,  $G$  is decreased down to 47 because of a reduced gain over the much larger input pulse bandwidth.

From the accumulated nonlinear spectral phase point of view, evidently for shorter input FTL pulsewidth, higher  $B$ -integral is required for the recovery of the initial bandwidth. Consequently, for decreasing input FTL pulsewidth, the spectrum first evolves into a top hat-like shape, and further increase of the  $B$ -integral results in a symmetrical spectrum exhibiting two peaks, resembling a “batman mask,” as shown in Fig. 2 (top). This spectrum shaping and the higher order spectral phase accumulated prevent the compression back to the original FTL input pulsewidth. To separately estimate the impact of the spectral intensity shaping effects from those related with the accumulated nonlinear phase on the output pulsewidth, we compare the pulses obtained by compression with a standard 1250 L/mm grating pair with those assuming ideally zero spectral phase.

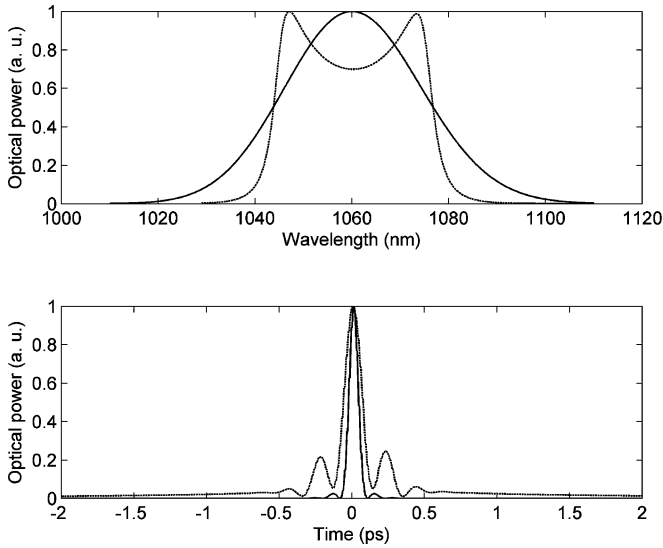


Fig. 2. (Top) Input (solid line) and output (dashed line) simulated spectra for 50 fs 100 nJ input pulses. (Bottom) Output compressed pulses with zero spectral phase (solid line) and a pair of 1250 L/mm gratings (dashed line).

For a 50 fs input pulse, which requires the highest  $B$ -integral ( $24\pi$  rad), and hence strong spectrum shaping, the zero-spectral-phase output pulse is 70 fs long, while the compressed duration with a conventional grating pair is 130 fs, as seen in Fig. 2 (bottom). Depending on the gain narrowing that needs to be compensated, the method might therefore require a highly accumulated nonlinear phase, and the spectral phase to be compensated at the output might not be perfectly compensated using simple compressor setups. In particular, for symmetrical pulse shapes, a large amount of fourth-order spectral phase is imparted by SPM. The use of an active spectral phase controller, such as a programmable acousto-optic filter [11] or a spatial light modulator inserted in a dispersion line [12], is required in this case to compress close to the FTL limit. Such elements are already being implemented in recent fiber amplifier systems [13], [14], and will allow the full use of the bandwidth preserved by SPM, especially for very short pulses ( $<100$  fs). However, for pulses longer than 100 fs, the spectral reshaping and nonlinear phase effects are reduced, and a simple pair of gratings allows good quality recompressed pulses.

### III. EXPERIMENTAL PROOF OF PRINCIPLE

To demonstrate this principle, we have implemented the fiber CPA system depicted in Fig. 3. It consists of a femtosecond oscillator, a stretcher-free fiber amplifier stage, followed by the CPA setup composed of a grating stretcher, a fiber amplifier, and a grating compressor. The oscillator is based on a diode-pumped Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> bulk crystal [15], and delivers 20 nJ in 150 fs pulses at 27 MHz. The repetition rate is reduced to 950 kHz using an acousto-optic modulator and about 8 nJ pulses are seeded into the first fiber amplifier.

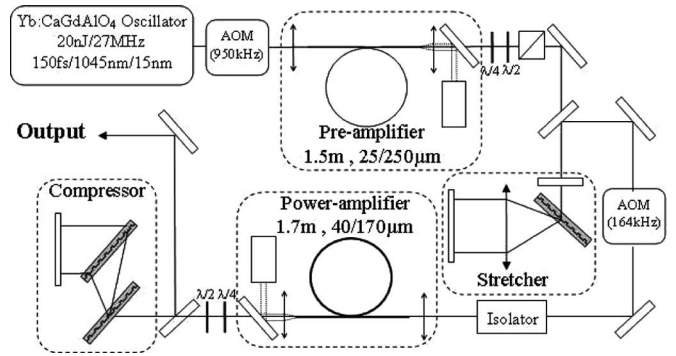


Fig. 3. Experimental setup.

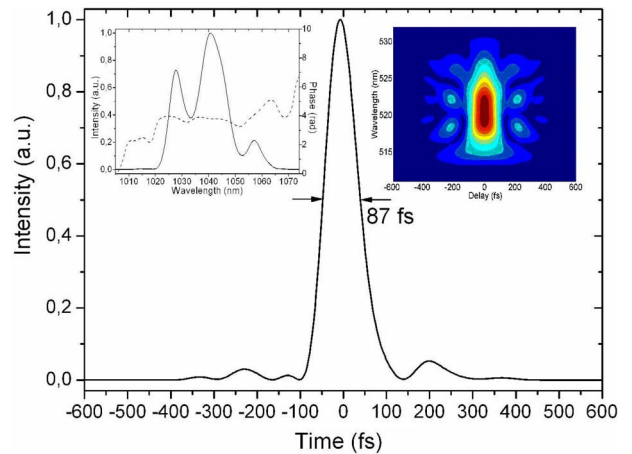


Fig. 4. Temporal pulse intensity of the compressed pulse at the output of the stretcher-free amplifier stage (inset: FROG retrieved spectral intensity/phase (left) and  $128 \times 128$  FROG trace (right); FROG retrieval error  $20 \times 10^{-4}$ ).

#### A. Stretcher-Free Fiber Amplifier Stage

The stretcher-free ytterbium-doped fiber amplifier (YDFA) consists of a 1.5-m-long double-clad ytterbium-doped polarization-maintaining, large-mode-area (PM LMA) fiber (25/250  $\mu$ m, numerical aperture (NA) = 0.06, Nufern), pumped at 976 nm, and exhibits absorption of 5.5 dB/m. Both fiber ends are angle-cleaved at  $8^\circ$  to suppress parasitic lasing effects. The pump power is set to 13 W, yielding an output of 1.5 W. At this level, the amplifier delivers about 80% linearly polarized 2.3 ps pulses of 22.5 nm bandwidth. This nonlinear amplification regime is described in more detail in [16]. Fig. 4 shows the pulse at the output of this intermediate stage, recompressed with a pair of 1600 L/mm gratings. The temporal profile was measured using a second-harmonic generation frequency-resolved optical gating (FROG) apparatus. The obtained pulsewidth is 87 fs, with a time-bandwidth product of 0.54. We will consider this pulsewidth to be the FTL pulsewidth fed to the CPA stage.

About 100 nJ of maximum pulse energy reaches the input of the fiber CPA stage after further reduction of the repetition rate to 164 kHz and the stretcher. This nonlinear amplifier stage allows us to start with pulses recompressible to sub-100-fs duration of intermediate energy in the conditions considered in the previous section.

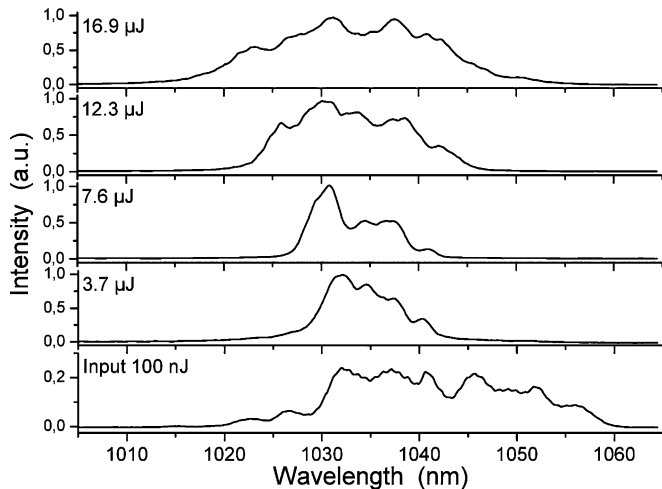


Fig. 5. Optical spectra measured at the input and output of the CPA for increasing output pulse energy.

### B. Fiber CPA Stage

The stretcher is composed of a single 1600 L/mm transmission grating set at Littrow angle in a standard four-pass configuration with a 200-mm-focal-length lens. The stretched pulse duration is set to 50 ps. These pulses are launched in a 1.7-m-long angle-cleaved ytterbium-doped fiber (40/170  $\mu\text{m}$ , NA = 0.06, Crystal Fibre) pumped by a 35-W 100- $\mu\text{m}$  fiber-coupled laser diode.

Fig. 5 presents the spectrum of the amplified beam as a function of pump power. First, we observe that the input spectrum central wavelength does not correspond to the gain peak of the second fiber amplifier. Experimental observations at various pump powers and fiber lengths lead us to attribute this mismatch to the different chemical composition of the fibers. The gain peak of the first fiber is centered on 1040 nm, while the CPA fiber exhibits maximum gain around 1030 nm. This spectral gain mismatch was not taken into account in Section II-A. As a consequence, the initial spectral content beyond about 1045 nm is not amplified and disappears. The remaining spectral content broadens around a central wavelength of 1030 nm as a result of SPM for output energy greater than about 8  $\mu\text{J}$  corresponding to 12 W of pump power. For 16.9  $\mu\text{J}$  pulse energy at the output of the fiber (18.5 W pump power), the spectrum is 23 nm wide, resulting in the full recovery of the initial bandwidth, as predicted in Section II. These experimental conditions (87 fs input FTL pulsewidth, 50 ps stretched duration) do not fall exactly on the 100 nJ line of Fig. 1 because of the central wavelength offset between the input pulse and the gain spectrum of the CPA fiber, which leads to the reduction of the coupled input energy as well as the increase of the input FTL pulsewidth. The estimated maximum nonlinear phase accumulated in the CPA amplifier at this energy level is  $24.3\pi$  rad.

The output pulses are compressed with a pair of 1600 L/mm transmission gratings. The compression efficiency is about 65%, slightly decreasing with increasing output power ( $\sim 60\%$  for the highest output energy of the CPA of 16.9  $\mu\text{J}$  pulses) due to the nonlinear depolarization occurring in the non-PM CPA fiber.

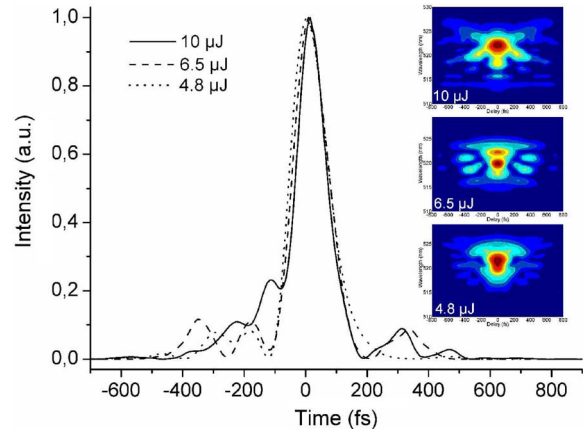


Fig. 6. Temporal pulse intensity for compressed pulse energies of 4.8, 6.5, and 10  $\mu\text{J}$  (inset: corresponding  $128 \times 128$  FROG traces; FROG retrieval error  $< 40 \times 10^{-4}$ ).

Fig. 6 shows the compressed pulse temporal profiles retrieved by the FROG setup for different pulse energies. To verify the absence of any satellite pulse structure, FROG measurements have been independently checked by means of a large-window 50-ps autocorrelator and a fast photodiode (rise time 1 ns).

As expected, the pulse duration decreases with increasing energy because of the spectral content generated through SPM. At the highest output energy level of 10  $\mu\text{J}$  after compression, the pulse duration is decreased down to 112 fs (142 and 131 fs for 4.8 and 6.5  $\mu\text{J}$  output energies, respectively). In conjunction with this temporal compression, the pulse quality degrades slightly because of the high-order nonlinear phase that cannot be compensated by a simple grating pair compressor. As a result, the temporal Strehl ratio (corresponding to the peak power ratio between the flat spectral phase pulse and the actual pulse) decreases from 0.72 to 0.65, while the fraction of the energy contained in the main pulse peak decreases from 93% to 79% for compressed pulse energies of 4.8 and 10  $\mu\text{J}$ , respectively. This phenomenon limits the pulse energy achievable for reasonable pulse qualities if no additional care is taken to control the spectral phase. It should be noted, however, that apart from the uncompensated spectral phase, the modulated character of the amplified spectrum, apparent for all power levels in Fig. 6, also contributes to the reduced pulse quality resulting in the oscillating structure on the pedestal of the compressed pulses. For our system, the SPM/gain narrowing compensation mechanism allows the generation of 10  $\mu\text{J}$ , 112 fs pulses, resulting in a true peak power of 71 MW inferred from the measured temporal profile. Although the experiment was carried out at 164 kHz, the repetition rate/average power is easily scalable by increasing the pump power.

## IV. CONCLUSION

We have proposed and demonstrated a technique to generate ultrashort pulses from a CPA fiber amplifier operated in a highly nonlinear regime, where SPM compensates the spectral narrowing caused by the gain medium. A simple engineering rule was derived to design systems using this compensation mechanism.

This operation regime allowed us to generate 10  $\mu\text{J}$ , 112 fs at 164 kHz, which is, to our knowledge, the shortest pulses generated from a fiber amplifier system at this energy level. To generate efficiently very short pulses ( $<100$  fs), the highly accumulated nonlinear phase, which is necessary to compensate gain narrowing, sets the most serious bottleneck and will probably necessitate the use of active spectral phase control devices to compress in an efficient manner. Within such a perspective of an efficient active control of the accumulated phase, the proposed method could even be further extended to provide high-energy pulses with durations shorter than the input. This paper represents a step forward in the current trend of controlling the nonlinearity of high-energy ultrafast fiber amplifier systems.

## REFERENCES

- [1] J. Limpert, T. Schreiber, T. Clausnitzer, K. Zöllner, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, H. Zellmer, and A. Tünnerman, "High-power femtosecond Yb-doped fiber amplifier," *Opt. Exp.*, vol. 10, pp. 628–638, 2002.
- [2] J. R. Buckley, F. W. Wise, F. O. Ilday, and T. Sosnowski, "Femtosecond fiber lasers with pulse energies above 10 nJ," *Opt. Lett.*, vol. 30, pp. 1888–1890, 2005.
- [3] V. I. Kruglov, A. C. Peacock, J. D. Harvey, and J. M. Dudley, "Self-similar propagation of parabolic pulses in normal-dispersion fiber amplifiers," *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 19, pp. 461–469, 2002.
- [4] D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, M. Hanna, F. Druon, E. Mottay, E. Cormier, and P. Georges, "Generation of 63 fs 4.1 MW peak power pulses from a parabolic fiber amplifier operated beyond the gain bandwidth limit," *Opt. Lett.*, vol. 32, pp. 2520–2522, 2007.
- [5] D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Opt. Commun.*, vol. 56, pp. 219–221, 1985.
- [6] F. Röser, T. Eidam, J. Rothhardt, O. Schimdt, D. N. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system," *Opt. Lett.*, vol. 32, pp. 3495–3497, 2007.
- [7] Y. Zaouter, J. Bouillet, E. Mottay, and E. Cormier, "Transform-limited 100  $\mu\text{J}$ , 340 MW pulses from a nonlinear-fiber chirped-pulse amplifier using a mismatched grating stretcher-compressor," *Opt. Lett.*, vol. 33, pp. 1527–1529, 2008.
- [8] L. Kuznetsova and F. W. Wise, "Scaling of femtosecond Yb-doped fiber amplifiers to tens of microjoule pulse energy via nonlinear chirped pulse amplification," *Opt. Lett.*, vol. 32, pp. 2671–2673, 2007.
- [9] L. Shah, Z. Liu, I. Hartl, G. Imeshev, G. Cho, and M. Fermann, "High energy femtosecond Yb cubic fiber amplifier," *Opt. Exp.*, vol. 13, pp. 4717–4722, 2005.
- [10] A. Chong, L. Kuznetsova, and F. W. Wise, "Theoretical optimization of nonlinear chirped-pulse fiber amplifiers," *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 24, pp. 1815–1823, 2007.
- [11] F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng, C. Spielmann, and P. Tournais, "Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: Pulse compression and shaping," *Opt. Lett.*, vol. 25, pp. 575–577, 2000.
- [12] A. M. Weiner, "Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 71, pp. 1929–1960, 2000.
- [13] D. N. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, and P. Georges, "Active spectral phase control by use of an acousto-optic programmable filter in high-repetition rate sub-80 fs nonlinear fiber amplifiers," *Opt. Lett.*, vol. 33, pp. 1431–1433, 2008.
- [14] F. He, H. S. S. Hung, J. H. V. Price, N. K. Daga, N. Naz, J. Prawiharjo, D. C. Hanna, D. P. Shepherd, D. J. Richardson, J. W. Dawson, C. W. Siders, and C. P. Barty, "High energy femtosecond fiber chirped pulse amplification system with adaptive phase control," *Opt. Exp.*, vol. 16, pp. 5813–5821, 2008.
- [15] J. Boudeile, F. Druon, M. Hanna, P. Georges, Y. Zaouter, E. Cormier, J. Petit, P. Goldner, and B. Viana, "Continuous-wave and femtosecond laser operation of Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> under high-power diode pumping," *Opt. Lett.*, vol. 32, pp. 1962–1964, 2007.
- [16] Y. Zaouter, D. Papadopoulos, M. Hanna, J. Bouillet, L. Huang, C. Aguergaray, F. Druon, E. Mottay, P. Georges, and E. Cormier, "Stretcher-free high energy nonlinear amplification of femtosecond pulses in rod-type fibers," *Opt. Lett.*, vol. 33, pp. 107–109, 2008.



**Dimitrios N. Papadopoulos** was born in Athens, Greece, on October 29, 1975. He received the Diploma in electrical and computer engineering in 1998, the Master's degree in physics, and the Ph.D. degree in laser physics in 2005 from the National Technical University of Athens (NTUA), Athens.

Since 2007, he has been a Postdoctoral Researcher at the Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), Université Paris Sud, Palaiseau, France. His current research interests include ultrafast laser oscillators and high-power femtosecond fiber amplifiers.



**Marc Hanna** was born in Beirut, Lebanon, in 1974. He received the engineering degree from the Institut National des Télécommunications, Evry, France, in 1996, and the Ph.D. degree in electrical engineering from the Université de Franche Comté, Besançon, France, in 2000.

From 2001 to 2006, he was a Research Scientist in the Optics Department, Franche-Comté Electronique, Mécanique, Thermique et Optique—Sciences et Technologies (FEMTO-ST), Besançon, where he focused on ultrafast optics applied to telecommunications. He is currently with the Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), Université Paris Sud, Palaiseau, France. His current research interests include ultrafast and nonlinear optics in fibers, particularly high-power femtosecond lasers and amplifiers.



**Frédéric Druon** was born in Aubervilliers, France, in 1972. He received the engineer degree from the Electrical Engineering School of Paris (Supélec), Gif-sur-Yvette, France, in 1996, and the Ph.D. degree from the Institut d'Optique, Orsay, France, in 2000, for work on ultracompact and efficient picosecond UV sources based on microchip lasers and on femtosecond diode-pumped laser systems.

He studied optics and photonics at the University of Paris XI. In 1997, he made his military service as a Research Visitor at the Center for Ultrafast Optical Science (CUOS), Ann Arbor, MI, where he worked on wave-front analysis and correction of terawatt laser chains. He was a Postdoctoral Researcher for one year and worked on mode-locking processes involving fast saturable absorbers. In 2001, he joined the Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), Université Paris Sud, Palaiseau, France. His current research interests include new laser materials, femtosecond techniques, photonic crystal fibers, and nonlinear optics and ultrashort fiber amplifiers.



**Patrick Georges** was born in Metz, France, on September 13, 1962. He received the engineer degree from the Ecole Supérieure d'Optique, Palaiseau, France, in 1985, and the Ph.D. degree from the Institut d'Optique, Orsay, France, in 1989, for work on colliding pulses mode-locked dye lasers at different wavelengths and pulse compression.

He is currently a Senior Scientist at the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), Université Paris Sud, Palaiseau, where he leads the Lasers and Biophotonics Group, Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique. His current research interests include diode-pumped solid-state lasers, new laser materials, picosecond and femtosecond lasers, high-brightness laser diodes, and fiber amplifier systems. He is also engaged in applications of picosecond and femtosecond lasers in biophotonics (time-resolved fluorescence spectroscopy and two photons microscopy).

Dr. Georges is a Fellow Member of the Optical Society of America.



# Wavefront control of a multicore ytterbium-doped pulse fiber amplifier by digital holography

Mathieu Paurisse,\* Marc Hanna, Frédéric Druon, and Patrick Georges

Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Campus Polytechnique, RD 128, 91127 Palaiseau Cedex, France

\*Corresponding author: Mathieu.paurisse@institutoptique.fr

Received February 11, 2010; accepted March 15, 2010;  
posted March 29, 2010 (Doc. ID 124195); published April 28, 2010

We demonstrate the active wavefront control of a 19-core ytterbium-doped fiber amplifier by the digital holography technique. The output wavefront is corrected even in the presence of large externally induced perturbations, with a measured output Strehl ratio of 0.6 in all cases. The wavefront-controlled multicore fiber is used to amplify 800 ps pulses at 1064 nm at a repetition rate of 40 kHz, and a gain of 23 dB is obtained.

© 2010 Optical Society of America

OCIS codes: 060.2320, 090.1995, 070.6120.

Fiber lasers have attracted significant interest because of their advantages in terms of efficiency, compactness, reliability, and thermal behavior. However, in the pulsed regime, the output power of such devices is limited by nonlinear effects and material damage. Increasing the effective area of the beam propagating inside the fiber is desirable, but this technique is limited because of multimode issues and beam degradation for large transverse dimensions. A widely studied alternative is the coherent combination of fiber lasers or amplifiers [1,2]. To increase considerably the effective area, a large number of emitters is needed, but the system becomes more complex and more sensitive to misalignments between the emitters, and a high fill-factor is difficult to maintain, resulting in a decrease of the energy in the central lobe of the far field. An interesting alternative is to apply this concept to an integrated architecture, such as multimode or multicore fibers.

In multimode fibers, the technique consists in locking the modes propagating inside the fiber in phase at the output of the fiber. Wavefront control by digital holography [3] has been recently demonstrated in a passive fiber supporting few modes [4]. However, the use of a multimode fiber with this technique is limited for two reasons. First, it is difficult to fabricate highly multimode polarization-maintaining (PM) structures. Second, the gain in the fiber and the velocity group dispersion are mode dependent, and the phase-conjugation system cannot compensate for this. For these reasons, it is interesting to study another structure that is less gain dependent and that can be PM with a high effective area.

In this sense, multicore fibers (MCFs) are very promising in terms of effective area, and can be PM. Another advantage is that the emitters are all mechanically and thermally strongly coupled, which make the system less sensitive to global phase variations [5]. The use of Yb-doped MCFs has been demonstrated in several laser configurations [6]. Fundamental mode operation of a 19-core MCF amplifier has also been demonstrated [7] without wavefront control. However, this operating regime depends strongly on the injection conditions. It is therefore in-

teresting to investigate alternative methods using wavefront control.

In this Letter, we demonstrate the wavefront control of a 19-core Yb-doped MCF amplifier using a digital holography technique. This technique relies on the use of the phase-conjugated  $-1$ -order of diffraction of a dynamic holographic diffraction pattern recorded on a liquid-crystal-on-silicon spatial light modulator (SLM) (resolution  $1920 \times 1080$  and frame rate 60 Hz). The architecture, along with technical details of the experimental setup, have been described in our previous work in the context of large-mode-area (LMA) fibers [4]. The cores of the fiber used in this work have a diameter of  $7 \mu\text{m}$  and a pitch of  $11 \mu\text{m}$ , which makes them evanescently coupled. As a consequence, the global fiber structure supports several modes, called supermodes. Although the fiber is not PM, the depolarization measured over 5 m is very low: a linear polarization can be experimentally recovered at the output of the fiber with a quarter-wave plate. A polarization extinction ratio of 93% is measured, even when the fiber is pumped. The experimental setup is shown in Fig. 1. A laser source at 1064 nm is separated into probe and reference beams. The probe beam is coupled to the MCF. The fiber is pumped by a 26 W fiber coupled laser diode emitting at 976 nm. The CCD 1 images the distorted beam at the output MCF facet and makes it interfere with the reference beam. The pattern is displayed continuously on the SLM at a frame rate of 12 Hz

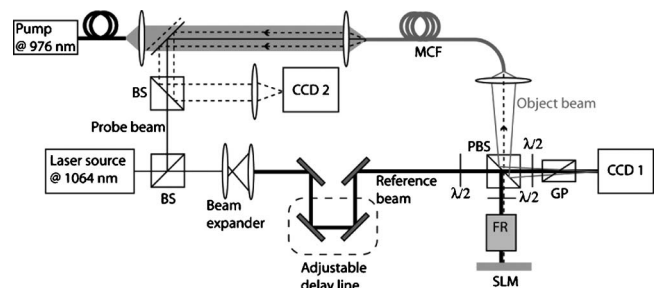


Fig. 1. Experimental setup. BS, beam splitter; PBS, polarizing beam splitter; FR, Faraday rotator; GP, Glan polarizer.

(limited by our camera), creating a dynamic holographic diffraction pattern. A fraction of the reference beam with an intensity lower than the damage threshold of the SLM ( $2 \text{ W/cm}^2$ ) is sent to the modulator via the PBS and is diffracted to create the phase conjugate of the object beam, the seed pulse. The diffraction efficiency (in the  $-1$ -order) is about 10%. The seed is coupled into the fiber, and while it propagates back through it, the spatial phase distortion due to the propagation in the fiber is compensated by the SLM-induced phase conjugation. At the output of the fiber, a corrected beam (in dotted lines) with a plane wavefront is obtained and analyzed on CCD 2.

The hologram recorded on CCD 1 gives access to the spatial phase of the object beam. We recorded three holograms with no pump power, 12 W, and 26 W pump power (Fig. 2). Two phase vortices can be seen on the holograms. This shows that the wavefront of the object beam is not flat, and consequently that it differs from the fundamental supermode of the MCF: the probe beam at the output is composed of several supermodes that interfere, leading to this complex phase profile. In addition, it can be seen that the three holograms are identical, which indicates that there is no self-organization of the object beam due to the presence of gain. This shows that an external control of the wavefront of the beam exiting the fiber is necessary.

To verify that we were able to generate a corrected beam with a plane wavefront, we first used a longitudinally single-mode Nd:YAG cw laser. Its narrow spectral linewidth ( $< 1 \text{ kHz}$ ) allows interference between the output corrected beam and the reference beam with a plane wavefront on CCD 2 without delay line. Figure 3(a) shows the interference pattern when the active wavefront correction is working. The interference fringes are all parallel and equally spaced, indicating that the output beam has a plane wavefront. The spatial phase of the output beam can be degraded by turning off the active correction and applying a pressure on the fiber. This modifies the relative phase between the cores inside the fiber and the beam is no longer corrected. The effect is shown on Fig. 3(b). A strong phase distortion appears on the corrected beam, leading to the creation of phase vortices. When the active correction is turned on again, the interference pattern switches back to its original profile [Fig. 3(c)] without phase vortex. An advantage of digital holography is that no wavefront reconstruction is needed, since it is automatically performed by the holographic diffraction pattern. This allows the correction of complex phase distortion such as phase

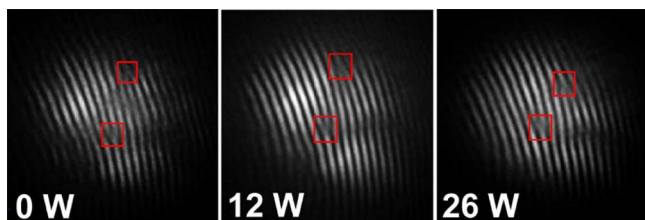


Fig. 2. (Color online) Hologram recorded on CCD1 for 0, 12, and 26 W pump power. The regions of interest (phase vortices) are indicated in the small squares (red online).

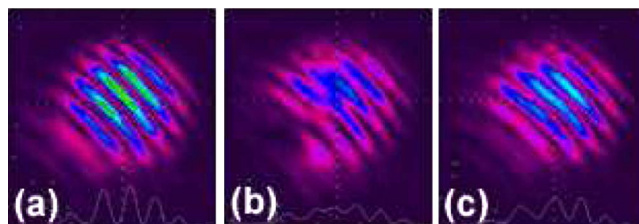


Fig. 3. (Color online) Interference fringes between corrected and reference beams. (a) Active correction ON, no pressure applied. (b) Active correction OFF, pressure applied. (c) Active correction ON, pressure applied.

vortices.

As the limitations of fiber amplifiers mainly arise with high peak powers, it is important to demonstrate the feasibility of digital holography in the pulsed regime. This experiment was performed with 800 ps pulses at a repetition rate of 40 kHz at 1064 nm. In this temporal regime, the group-delay dispersion between supermodes is low compared to the pulse duration and does not affect the phase correction. We checked the efficiency of the wavefront correction by observing simultaneously the near field and the far field of the corrected beam, and by evaluating the Strehl ratio (SR). The SR is evaluated on the far field. A theoretical far field is evaluated by calculating the Fourier transform of the square root of the near-field intensity, therefore assuming that all the cores are in phase. This theoretical far field is compared to the measured far field and the SR is deduced (Fig. 4). With active correction, we measured an SR of 65%. Without applying a pressure to the fiber, the SR drops down to 29%, and when the correction is turned on again, SR increases up to 59%. The measured gain inside the fiber is shown in Fig. 5. We obtain a gain of 23 dB at maximum pump power, corresponding to an average output power of 170 mW. The far-field and near-field intensity profiles are shown versus different pump power: it is clear that the phase correction works over the whole pump

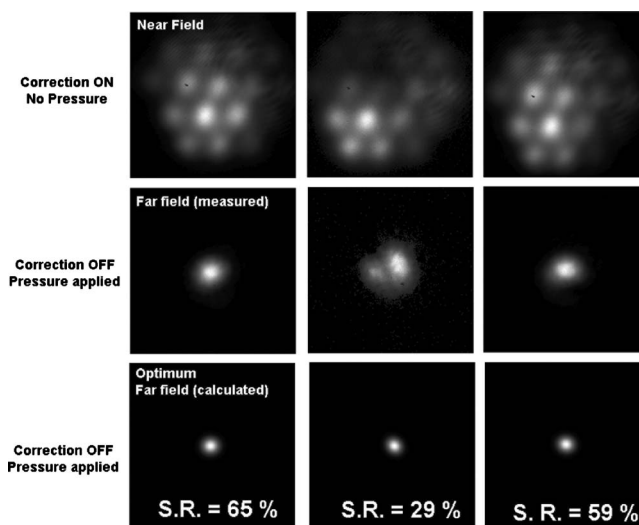


Fig. 4. Measured near fields (top), far fields (middle), and calculated far fields with constant phase (bottom). The images are normalized in intensity. The Strehl ratio is given for each situation.

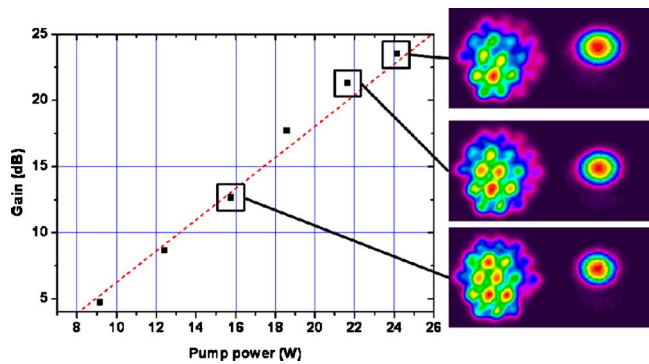


Fig. 5. (Color online) Gain versus pump power and corresponding near fields (left images) and far fields (right images).

range. The near field shows that the corrected beam is slightly off center compared to the central core of the fiber and differs from the fundamental supermode of the fiber. Indeed, the corrected beam exits the fiber with the same characteristics as the probe beam, which means that in our case, the probe beam was not perfectly centered on the central core. However, this is not important for the quality of the corrected beam, as it can be seen on the far field that the beam remains Gaussian.

Like all phase-conjugation methods, the digital holography technique cannot compensate for mode-dependent gain or loss inside the fiber. For multimode fibers, it is well known that the gain depends on the mode structure propagating inside the fiber [8]. This makes the digital holography technique difficult for multimode fiber amplifiers. Since we demonstrated that this technique works in MCF even with high gain (23 dB), this indicates the low dependence of the gain with respect to the supermode structure and also the absence of self-organization in MCF amplifiers. This can be understood by noting that, unlike in multimode fibers, both the gain and the supermodes are strongly located in the single-mode doped core areas that have very similar profiles and gain. Therefore, the overlap integral between modes and gain-providing areas does not vary much

from supermode to supermode.

In conclusion, we demonstrated wavefront control by digital holography in a 19-core ytterbium doped fiber amplifier in cw and pulsed regimes. Self-organization in the fundamental supermode was not observed, and wavefront correction was demonstrated with a gain up to 23 dB. Our system shows efficient correction of complex phase defects such as phase vortices: the SR was increased by a factor of 2. The effective area of the MCF is directly proportional to the number of cores and can be scaled easily. Our technique can be used for noncoupled MCF, which can be PM, and thus provides an alternative way to scale the energy of pulsed fiber systems.

The authors thank the Manolia group from the Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique for the loan of the cw longitudinally single-mode laser, and the Agence Nationale de la Recherche program Coherent Amplification Network project for funding. M. Paurisse acknowledges the funding of his Ph.D. by the French Délégation Générale de l'Armement.

## References

1. C. X. Yu, J. E. Kinsky, S. E. J. Shaw, D. V. Murphy, and C. Higgs, *Electron. Lett.* **42**, 1024 (2006).
2. E. C. Cheung, M. Weber, and R. R. Rice, in *Advanced Solid-State Photonics*, OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 2008), paper WA2.
3. C. Bellanger, A. Brignon, J. Colineau, and J. P. Huignard, *Opt. Lett.* **33**, 2937 (2008).
4. M. Paurisse, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, C. Bellanger, A. Brignon, and J. P. Huignard, *Opt. Express* **17**, 13000 (2009).
5. I. Hartl, A. Marcinkevicius, H. A. McKay, L. Dong, and M. E. Fermann, *Advanced Solid-State Photonics*, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2009), paper TuA6.
6. B. M. Shalaby, V. Kermene, D. Pagnoux, A. Desfarges-Berthelemot, A. Barthélémy, M. Abdou Ahmed, A. Voss, and T. Graf, *Appl. Phys. B* **97**, 599 (2009).
7. Y. Huo, K. Cheo, and G. King, *Opt. Express* **12**, 6230 (2004).
8. N. Aandermahr and C. Fallnich, *Opt. Express* **16**, 20038 (2008).

# Coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers

L. Daniault,<sup>1,\*</sup> M. Hanna,<sup>1</sup> L. Lombard,<sup>2</sup> Y. Zaouter,<sup>3</sup> E. Mottay,<sup>3</sup>  
D. Goular,<sup>2</sup> P. Bourdon,<sup>2</sup> F. Druon,<sup>1</sup> and P. Georges<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, UMR 8501 CNRS, Université Paris Sud, 91127 Palaiseau, France

<sup>2</sup>Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales, Département d'Optique Théorique et Appliquée, Chemin de la Hunière, 91761 Palaiseau, France

<sup>3</sup>Amplitude Systèmes, 6 allée du Doyen Georges Brus, 33600 Pessac, France

\*Corresponding author: louis.daniault@institutoptique.fr

Received December 7, 2010; revised January 19, 2011; accepted January 21, 2011;  
posted February 1, 2011 (Doc. ID 139352); published February 18, 2011

We demonstrate coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers seeded by a common oscillator. Using a feedback loop based on an electro-optic phase modulator, an average power of 7.2 W before compression is obtained with a combining efficiency of 90%. The spatial and temporal qualities of the oscillator are retained, with a recombined pulse width of 325 fs. This experiment opens up a way to scale the peak/average power of ultrafast fiber sources. © 2011 Optical Society of America

OCIS codes: 060.2320, 140.3298, 140.7090.

Ytterbium-doped fiber amplifiers present great advantages in femtosecond regime, including high optical-to-optical efficiency, good thermal handling and high spatial beam quality. However, the tight confinement of the beam inside the fiber and the long interaction length can lead to strong nonlinear effects at high energies, degrading the temporal profile of the output pulses. This constitutes a limit to femtosecond fiber chirped-pulse amplifier (CPA) setups.

A widely investigated way to reduce nonlinearities consists in enlarging the mode field area of the fiber amplifier, so that nonlinear effects appear at higher energies [1,2]. However, the core scaling capability is limited by the transverse multimode character that inevitably appears for large core fibers, reducing the beam quality of the laser source. Moreover, the onset of self-focusing at peak powers of the order of 4 MW is independent of the core size and represents a hard limit for the peak power that can be handled in silica fibers.

Another way to scale the energy is to use several amplifiers and coherently combine their outputs in free space to get the sum of the power while maintaining the beam quality and avoiding detrimental effects at high peak powers in the fiber. This technique is already used in CW [3] and studied in nanosecond regimes [4], and is scalable in terms of achievable energy.

In another context, coherent addition of femtosecond optical pulses has been observed recently with two pulses without any spectral overlap, allowing the generation of single cycle pulses [5]. In this case, the motivation is not to scale the power but to obtain the shortest possible pulse.

Here we report on the coherent beam combining of two identical femtosecond Yb-doped fiber CPAs, using active control of the relative phase between the amplifiers by use of an integrated electro-optics phase modulator. Two 4 W femtosecond amplifiers are combined, and the output power is 7.2 W, resulting in a combining efficiency of 90%. The spatial, temporal, and spectral characteristics of a single amplifier are completely recovered in the combined beam, with output pulse duration of

325 fs. This combining experiment opens a novel way for energy/average power scaling of femtosecond amplifiers.

In CW coherent combining experiments, the relative phase between the beams is measured and controlled through a feedback loop. In femtosecond regime, since the optical bandwidth is larger, the optical phase must be matched over the whole bandwidth to efficiently combine the pulses. In other words, the phase, group delay, group-delay dispersion, and so on, should be matched. The tolerance of the system to mismatch of these parameters is inversely related to the pulse width. In what follows, i.e., for pulse durations above 100 fs, we show that a static adjustment of the group delay and group-velocity dispersion, along with an active correction of the phase, is sufficient to efficiently combine the pulses. Indeed, the group delay and group-delay dispersion fluctuations between the pulses are sufficiently weak so that the final pulse width is not affected.

Our experimental setup, depicted in Fig. 1, begins with a femtosecond air-cooled bulk Yb<sup>3+</sup>: KYW oscillator delivering 260 fs pulses at 1030 nm and 35 MHz repetition rate with 1 W average power. It is followed by a stretcher that broadens the pulses to 150 ps. A half-wave plate with a polarizing beam splitter allows us to separate the seed into two arms with adjustable input power for each. The first one consists of a fiber-coupled LiNbO<sub>3</sub> integrated phase modulator followed by a 1.2 m Yb-doped double-clad polarization-maintaining 30/150 μm large mode area (LMA) fiber amplifier. The second one contains a 2.40 m single-mode fiber, a free-space delay line, and another 1.2 m Yb-doped double-clad 30/150 μm LMA fiber amplifier. The aim of the single-mode fiber is to match the group-velocity dispersion of both arms, and it also acts as a coarse delay matching element. Both amplifiers are seeded with 100 mW of average power and are pumped to deliver identical powers. At this repetition rate, we operate in completely linear regime, so that self-phase modulation-induced degradation of the combining efficiency does not take place [6]. The outputs of the fiber amplifiers are collimated and overlapped on a 50/50 beam splitter. Provided that the pulses have the same phase,

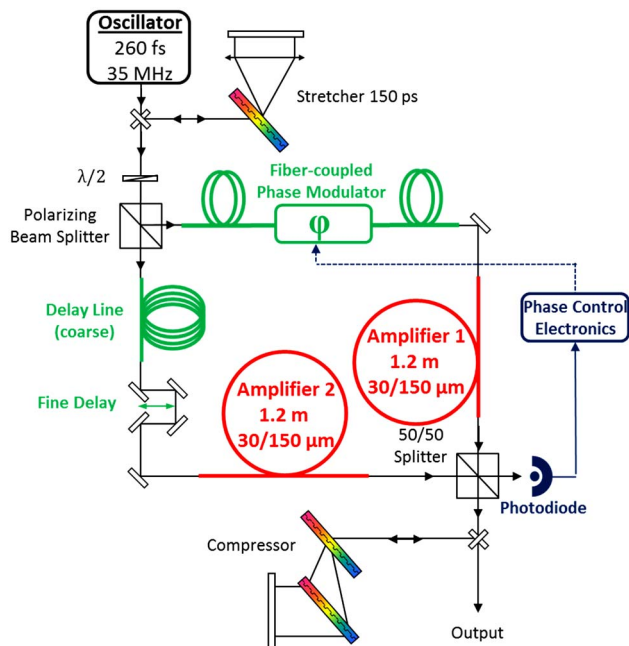


Fig. 1. (Color online) Experimental setup of the femtosecond coherent combining experiment.

arrival time, temporal shape, polarization, and spatial profile, they can be recombined coherently. The constructive output of the beam splitter goes to the compressor that exhibits a 60% efficiency. The other one is followed by a photodiode with a bandwidth of 1 MHz that detects a signal to be minimized.

The relative phase between the pulses is controlled using the technique described in Ref. [3]. A small voltage modulation at 250 kHz is added to the control signal that drives the phase modulator, yielding a small modulation (0.1 rad) of the relative phase between the two arms. At the output of the photodiode, a lock-in amplifier allows the detection of the small induced amplitude modulation. The resulting error signal is directly proportional to the optical phase difference between the arms. A digital controller then maintains the phase difference close to 0 by adding an offset voltage to the small modulation voltage and manages  $2\pi$  phase jumps to stay in the phase modulator input voltage range. Since the modulator bandwidth is  $>1$  GHz, the phase jump is instantaneous for pulses at 35 MHz repetition rate. The integration time of the lock-in amplifier is set to 20  $\mu$ s, meaning that the maximum phase noise frequency that can be corrected is 25 kHz. The controller parameters are set to minimize the RMS phase fluctuations. The overall feedback loop bandwidth in our case is around 1 kHz, determined by the controller integration. However, this method was shown to be compatible with larger bandwidths, as demonstrated in Ref. [7].

The photodiode signal versus time is shown in Fig. 2, both in free-running and locked phase regimes, over 100 s. The free-running signal evolves arbitrarily between the in-phase and out-of-phase states, which determines the contrast  $(I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$  of 84%. This contrast is very sensitive to the spectral intensity of each pulse and depends more loosely on the group delay and group-delay dispersion discrepancies. In phase-locked operation, the signal shows residual intensity fluctua-

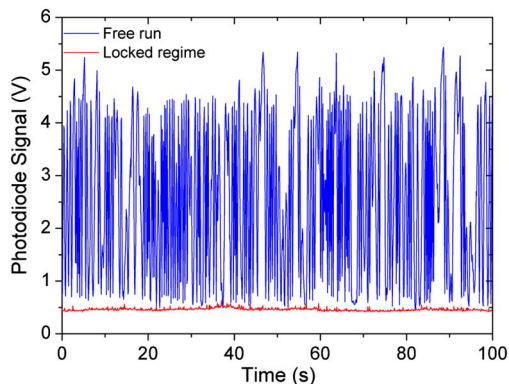


Fig. 2. (Color online) Photodiode signal versus time, over 100 s, in free run and phase-locked regime.

tions that correspond to an RMS phase noise of  $\lambda/40$  over the period of 100 s, assuming that the intensity noise is negligible. No readjustment of the delay line is necessary to keep the system locked over hours, indicating that the group-delay drift is small compared to the pulse duration.

Figure 3 shows the phase noise spectral density at the output of the recombination system, computed from the intensity measurement, for free-running and phase-locked operation. Most of the phase noise content is below 1 kHz, and our setup is therefore well adapted to correct this phase fluctuation bandwidth. In particular, the acoustic fluctuations above 100 Hz are compensated by the phase-locking electronics.

Each amplifier delivers 4 W with a 10 W pump power. The recombined power is measured to be 7.2 W before compression, which corresponds to a combining efficiency  $P_{\text{out}} / (P_1 + P_2)$  of 90% and a compressed power of 4.3 W. The output polarization state of each amplifier is measured to be linear to more than 99%. Therefore, polarization has little effect on the efficiency. To achieve this efficiency, the spatial overlap of the beams at the output of the beam splitter must be very carefully optimized. Any difference between the wavefronts, such as defocus and tilt, or in the beam profiles, such as ellipticity and beam position, results in a drastically reduced combining efficiency. The intensity profiles of each arm separately and of the combined beam are shown in Fig. 4. The individual profiles do not exhibit exactly the same shape, and the combined beam is intermediate. This slight

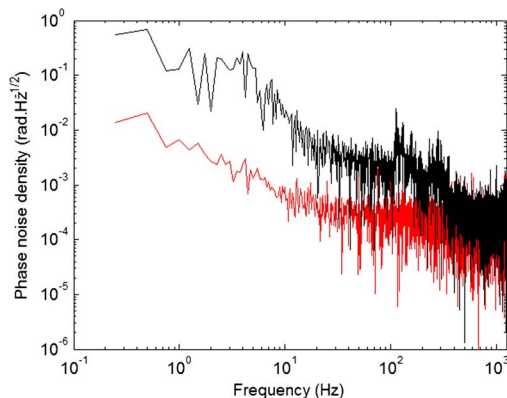


Fig. 3. (Color online) Phase noise density of the recombination, in free run (black) and locked regime (red).

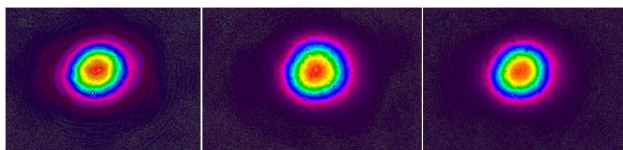


Fig. 4. (Color online) Intensity profiles of (left), (center) the individual channel beams and of (right) the recombined beam at the output of the compressor.

spatial discrepancy contributes to the nonperfect combining efficiency.

Finally, we focus on the temporal and spectral properties of the pulses, for each channel independently and for the recombined output. The autocorrelations and spectra are plotted in Fig. 5. The autocorrelations exhibit a very good match with the  $\text{sech}^2$  temporal shape, so that a 1.54 deconvolution factor is used to infer the pulse widths. The pulse durations for each isolated arm are 315 fs for the first one and 335 fs for the second one. Thus, for the same compression, the pulses do not have exactly the same duration, indicating a small group-delay dispersion discrepancy. The recombined pulse exhibits 325 fs duration, corresponding to the mean of the initial durations. However, a simple model can be used to show that the contribution of this temporal mismatch to the overall combining efficiency is negligible compared to spatial aspects.

The recombined spectrum is also very similar to the isolated ones. Again, the recombined spectrum is between both individual spectra, with a 4.3 nm FWHM. The time–bandwidth product of the recombined pulse is 0.39, close to the Fourier-transform-limited product of 0.315 for a  $\text{sech}^2$  profile. This slightly degraded time–bandwidth product is the same for a single amplifier and is due to a nonperfect alignment of the stretcher and compressor, resulting in high-order spectral phase mismatch. The temporal quality after the combining process is therefore very well preserved.

To conclude, we demonstrate coherent beam combining of two femtosecond fiber CPAs using a single stretcher and compressor, resulting in an output power of 7.2 W before compression, with 90% efficiency. The RMS residual phase error is  $\lambda/40$ , and the final pulse width is 325 fs, with a good spatial and temporal quality. Theoretical considerations to evaluate the tolerance of the system to residual discrepancies between the arms in terms of phase, group delay, dispersion, and  $B$  integral indicate that these systems are realistically scalable. To our knowledge, only one similar experiment has been done independently by another research team and reported very recently, using an alternative method based on polarization for the phase control [8] and for longer pulses. However, the use of the polarization state to generate the error signal implies that only two amplifiers can be combined by one system, and the scalability of this scheme might be challenging. In our case, although the results were obtained with two amplifiers using a beam splitter, the phase feedback loop is compatible with scalable combining geometries such as the tiled aperture technique. Considering that a seed of 10 mW is sufficient to overcome amplified spontaneous emission in our fibers, this setup is thus already applicable to a few tens of amplifiers. Higher scalability can be obtained with preampli-

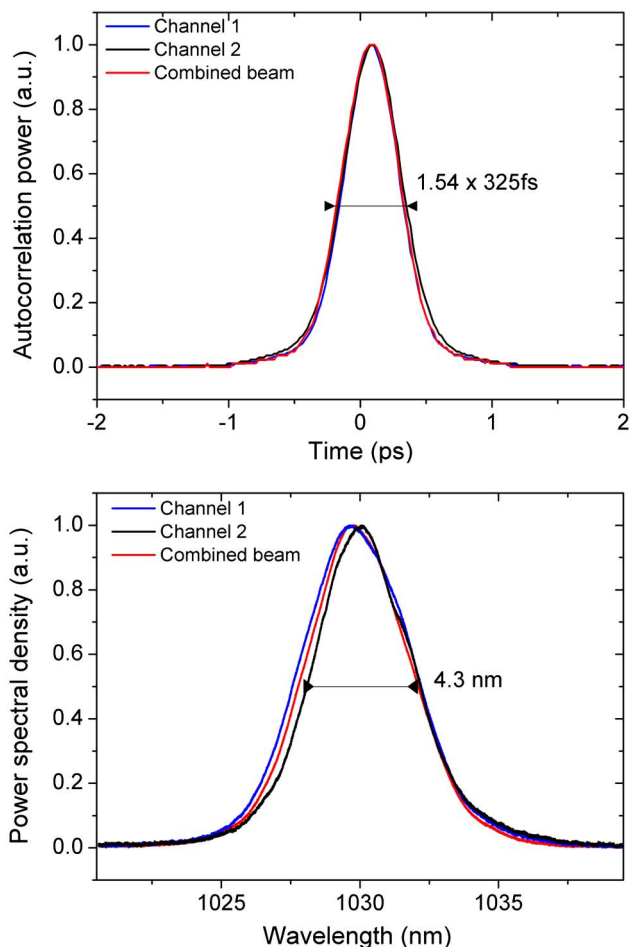


Fig. 5. (Color online) (top) Autocorrelation traces and (bottom) optical spectra for each channel independently (blue and black) and for the recombined beam (red).

fiers that might be implemented in an all-fiber setup. These experiments represent a promising way towards future high-average and peak power laser systems.

The research described here has been supported by Triangle de la Physique contract 2009-026T.

## References

1. Y. Zaouter, J. Boulet, E. Mottay, and E. Cormier, *Opt. Lett.* **33**, 1527 (2008).
2. F. Röser, T. Eidam, J. Rothardt, O. Schmidt, D. N. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann, *Opt. Lett.* **32**, 3495 (2007).
3. T. Shay, V. Benham, J. T. Baker, A. D. Sanchez, D. Pilkington, and C. A. Lu, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **13**, 480 (2007).
4. E. C. Cheung, M. Weber, and R. R. Rice, in *Advanced Solid-State Photonics*, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2008), paper WA2.
5. G. Krauss, S. Lohss, T. Hanke, A. Sell, S. Eggert, R. Huber, and A. Leitenstorfer, *Nat. Photon.* **4**, 33 (2010).
6. S. Jiang, M. Hanna, F. Druon, and P. Georges, *Opt. Lett.* **35**, 1293 (2010).
7. T. M. Shay, J. T. Baker, A. D. Sanchez, C. A. Robin, L. C. L. Vergien, A. Flores, C. Zerinque, D. Gallant, C. A. Lu, B. Pulford, T. J. Bronder, and A. Lucero, in *Advanced Solid-State Photonics*, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2010), paper AMA1.
8. E. Seise, A. Klenke, J. Limpert, and A. Tünnermann, *Opt. Express* **18**, 27827 (2010).

# Passive coherent combination of two ultrafast rod type fiber chirped pulse amplifiers

Y. Zaouter,<sup>1,\*</sup> L. Daniault,<sup>2</sup> M. Hanna,<sup>2</sup> D. N. Papadopoulos,<sup>3</sup> F. Morin,<sup>1</sup> C. Hönniger,<sup>1</sup>  
F. Druon,<sup>2</sup> E. Mottay,<sup>1</sup> and P. Georges<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Amplitude Systemes, 11 avenue de Canteranne, Cité de la Photonique, 33600 Pessac, France

<sup>2</sup>Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris-Sud, 2 av. Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau Cedex, France

<sup>3</sup>Institut de la Lumière Extrême, CNRS, Ecole Polytechnique, ENSTA Paristech, Institut d'Optique, Université Paris Sud, Palaiseau Cedex, France

\*Corresponding author: yzaouter@amplitude-systemes.com

Received December 28, 2011; revised February 14, 2012; accepted February 24, 2012;  
posted February 24, 2012 (Doc. ID 160687); published April 24, 2012

Using passive coherent beam combining of two ultrafast fiber amplifiers, we demonstrate the generation of high temporal quality 300 fs and 650  $\mu$ J pulses corresponding to 60 W of average power at a repetition rate of 92 kHz. Furthermore, at 2 MHz of repetition rate record coherent combining average powers of 135 W before and 105 W after compression are measured. A combining efficiency higher than 90% is maintained over the whole range of output powers and repetition rates investigated demonstrating the efficiency and robustness of the passive combining technique. The measured pulse-to-pulse relative power fluctuation at high energy is 2%, indicating that the system is essentially immune to environmental phase noise. We believe the passive combining method to be an attractive approach for compact multi-GW peak power femtosecond fiber-based sources. © 2012 Optical Society of America

OCIS codes: 140.3615, 140.3280, 140.7090, 060.2320.

The peak power obtained from high repetition rate ytterbium-doped ultrafast fiber amplifiers has grown extremely rapidly during the last decade to reach the multi-GW level owing to the development of very large mode area fiber designs [1]. To further scale this peak power and obtain compact and efficient high repetition rate high energy sources, the coherent combination of several such femtosecond fiber lasers has recently been demonstrated. Early demonstrations have involved an active control of the relative phase between two fiber chirped-pulse amplifiers (FCPA). A first experiment used the measurement of the polarization state of the combined beam, and a feedback on a piezo-mounted mirror located in one amplifying arm [2]. The same group scaled up the performances to a record energy of 3 mJ [3]. A second demonstration was based on the frequency tagging technique [4], while the feedback is done through an integrated fiber-coupled LiNbO<sub>3</sub> phase modulator [5,6]. Both these implementations have demonstrated feedback bandwidths in the 1–10 kHz range. They require complex opto-electronic feedback schemes, and the stability of such sources in noisy environments will depend on the sophistication of the feedback loop.

Recently, we proposed an alternative technique to achieve coherent combining of two amplifiers in a passive architecture involving a Sagnac interferometer [6]. The phase stability of this simple scheme is inherently guaranteed by the fact that both combined beams travel along the exact same optical path in a counter propagating geometry. Our proof-of-principle experiment showed that the passive technique is compatible with high non-linearity levels, and that the limiting factor is the ability to maintain the symmetry of both paths.

In this letter, we use the passive combining architecture and rod-type fiber amplifiers to generate high temporal quality 300 fs pulses with 650  $\mu$ J of energy per

pulse at a repetition rate of 92 kHz. This corresponds to an average power of 60 W, and a peak power in excess of 2 GW. Furthermore, at 2 MHz of repetition rate, combining average powers of 135 W before and 105 W after compression have been measured. These results clearly demonstrate the potential of the technique in a high performance fiber system.

Figure 1 shows the experimental setup used in our work. The two amplifiers that we intend to coherently combine are built within a Sagnac interferometer that is seeded through an optical isolator by a frontend. This frontend is composed of a passively mode-locked ultrafast oscillator, a pulse picker, a pulse stretcher, and a single-mode fiber preamplifier. The oscillator generates pulses at the central wavelength of 1030 nm. The full width at half maximum of the spectrum is 9 nm and sustains pulse durations below 200 fs. The repetition rate of the oscillator of  $\sim$ 25 MHz is divided by an acousto-optic modulator pulse picker and can be varied from 92 kHz to 25 MHz. Sufficient pulse stretching is then applied to the pulses in order to mitigate the impact of nonlinearities in the power amplifiers. The stretching ratio is designed to preserve a pulse duration of  $\sim$ 600 ps after the power

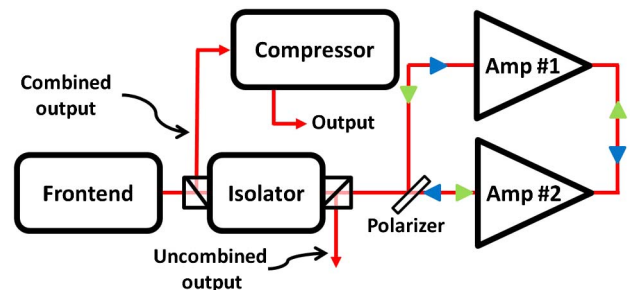


Fig. 1. (Color online) Experimental setup.

amplifiers when operated at maximum gain. A single mode fiber amplifier is used to boost the average power to about 100 mW, which is sufficient to seed both power amplifiers. An optical isolator is placed after the frontend to prevent any optical feedbacks coming from the power amplifiers. It is also used to separate the combined and the uncombined outputs of our passively coherently combined amplification scheme. Then, the beam is split by a polarizer and each secondary beams seed a power amplifier (denoted as Amp #1 and Amp #2, see Fig. 1) made of state-of-the-art ytterbium-doped rod-type photonic crystal fibers. These rigid fibers are kept straight in uncooled V-groove holders and are optically pumped by 976 nm fiber coupled pump diodes. The mode field diameter of the fibers is 85  $\mu\text{m}$ , the pump cladding diameter is 285  $\mu\text{m}$  and their length of 1 m ensures sufficient pump absorption and optical efficiency [7]. The output of Amp #1, respectively Amp #2, is injected into the output of Amp #2, respectively Amp #1, thereby closing the Sagnac interferometer. Therefore, after the polarizer, the light propagating clockwise is first preamplified in Amp #1 and then amplified in Amp #2 while the light travelling counterclockwise is first preamplified in Amp #2 before reaching its maximum power/energy at the output of Amp #1. Both beams are then recombined on the polarizer with linear polarizations orthogonal to each other. If both beams are in-phase, they form a combined output beam propagating back to the isolator with a linear polarization state at an angle of 45°. This beam is therefore transmitted back through the rotator and ejected by the polarizer located at the input of the isolator. The uncombined part of the beam is removed by the polarizer located at the output of the isolator. Measurement of the average power at both outputs allows us to compute the combination efficiency defined as the ratio between the combined power and the total power.

The path length for one round trip in the Sagnac interferometer is 5.5 m, making this setup immune to all phase noises with frequency contents below 27 MHz. This large bandwidth essentially removes all environmental sources of noise such as acoustic and thermal fluctuations of the relative phase. To highlight the robustness of this architecture with respect to phase noise, we compare the pulse-to-pulse relative power fluctuation of the frontend to the one measured at the output at maximum energy. This pulse-to-pulse stability is 1.1% for the frontend, and reaches 2% at the maximum compressed energy. This very small decrease of the pulse-to-pulse stability for a nonlinear FCPA, built on an uncovered breadboard, clearly indicates that phase noise has very little impact, if any, on the global coherent combination stability. This is of particular importance if lasers using our passive coherent combination architecture are to be used in harsh environments or if the pulse-to-pulse stability is of particular importance for the targeted scientific or industrial applications. Finally, the coherently combined beam is sent through a compressor optimized to get the highest possible peak power. The high efficiency gratings used allow for only 21% loss in the compressor.

The passive coherent combination setup described above is first aligned at low power and low energy in order to obtain the best possible degree of combination related to spatial aspects such as beam profile and

wavefront mismatch. We found out that slight differences in the rod type fibers end-facet preparation is currently the main limitation to the combination efficiency, with a maximum value of  $\sim 95\%$ . The pulse picker is then set to down-counter the repetition rate of the frontend to 92 kHz. Figure 2 shows the amplifier characteristics at this repetition rate with the combined and uncombined average powers measured at the output ports of the isolator. At the maximum total pump power of 160 W, we reach 75 W of passively coherently combined power, i.e., 815  $\mu\text{J}$ , with a slope efficiency close to 60%. It is noticeable that despite the accumulation of a large quantity of nonlinear phase shifts in the amplifiers (estimated to be  $\sim 7$  rad per roundtrip), the combining efficiency decreases by less than 3.5%. We investigated the origin of this loss and found out that nonlinearity mismatch between the two circulating directions is the main source of drop in combining efficiency. Indeed, at 75 W and 2 MHz of repetition rate the rejected uncombined power is only 5 W, resulting in a combining efficiency close to 94%. At even higher average power, we see another roll-off in efficiency that originates from a worst spatial overlap of the two beams. Nevertheless, for 270 W of total pump power at 2 MHz of repetition rate, we reached 135 W of coherently combined power with a passive coherent combining efficiency of 91.5%. The compressed average power of 105 W (pulse duration  $< 300$  fs) is to our knowledge the highest average power ever generated by any active or passive coherently combined ultrashort amplifiers.

We now investigate the compressibility of the amplified pulses at maximum energy. At 92 kHz, the maximum average power measured after the compressor is 60 W (76 W before), i.e., 650  $\mu\text{J}$  of energy per pulse. Figure 3 shows the autocorrelation traces acquired with an intensity autocorrelator and independently measured with a second-harmonic generation frequency-resolved optical gating apparatus (FROG). These autocorrelations can hardly be differentiated and exhibit a FWHM duration of 400 fs. Figure 3 also shows the retrieved temporal

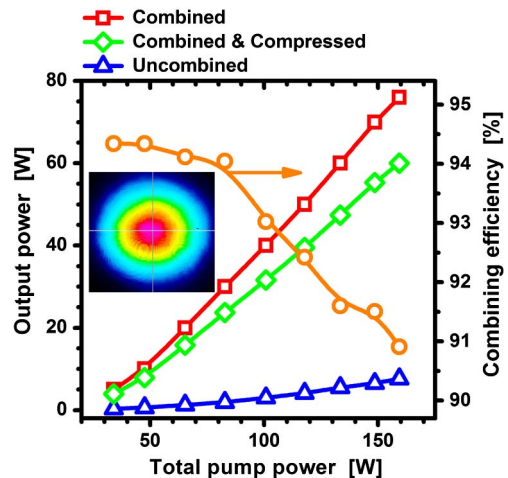


Fig. 2. (Color online) Left scale: output powers of the amplifier as a function of pump power at a repetition rate of 92 kHz. Right scale: combining efficiency as a function of pump power. Inset: beam profile taken at maximum energy at the output of the system.



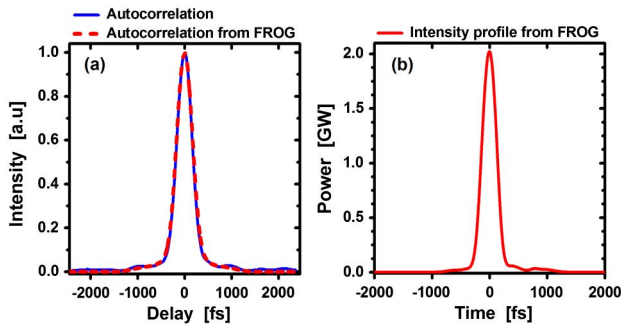


Fig. 3. (Color online) (a) Autocorrelation traces measured at  $650 \mu\text{J}$  (blue) with an independent autocorrelator and (red dash) from a FROG measurement. (b) Retrieved temporal profile of the pulse from the FROG measurement (Error  $27.10^{-4}$  on a  $256 \times 256$  grid).

profile of the pulse from the FROG measurement. Its duration is 300 fs, corresponding to a time-bandwidth product (TBP) of 0.75. The very good temporal quality obtained allows us to measure a peak power in excess of 2 GW.

Figure 4 compares the input spectrum delivered by the frontend and the spectrum of the amplified pulses at maximum energy. The spectral bandwidth is well preserved throughout the amplification and compression optics. We observe a significant steepening on the long wavelength side of the spectrum at high energy due to gain saturation of the amplifiers that tends to amplify more the leading edge of the pulses, i.e., the long wavelengths, which shifts the maximum of the spectrum to 1035 nm. The spectral bandwidth measured at maximum compressed energy is  $\sim 8.5$  nm and supports transform-limited pulses of 240 fs duration (corresponding TBP  $\sim 0.58$ ).

Finally, we analyze the beam quality after compression.  $M^2$  measurements are systematically carried out and show no degradation of the beam quality with increasing combined average power with constant values of  $M_x^2 = 1.25$  and  $M_y^2 = 1.25$ .

In conclusion, we demonstrate a significant performance scaling of the passive coherent combining concept introduced in Daniault *et al.* [5] in a moderately nonlinear FCPA. The use of state-of-the-art ytterbium-doped rod-type photonic crystal fibers permits generation of ultrashort pulses with  $650 \mu\text{J}$  of energy per pulse, together with a measured duration of 300 fs at a repetition rate of 92 kHz. The very good temporal quality of the recompressed pulses allows obtaining more than 2 GW of peak power. At the higher repetition rate of 2 MHz, 135 W of passively coherently combined average power resulting in 105 W of compressed average power has been measured, which is to our knowledge the highest average power ever reported from an ultrafast coherent combining system. All the performances reported in this letter have been obtained with combination efficiencies over 90%. Moreover, a careful preparation of the end-facets of the fibers together with a better thermo-mechanical

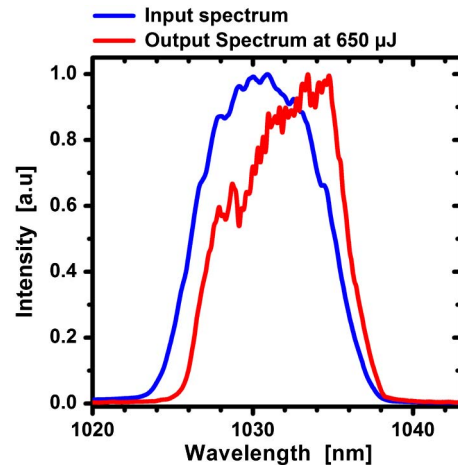


Fig. 4. (Color online) Optical spectrum measured (blue) at the output of the frontend and (red) after compression at maximum energy.

management could help increase this value. The authors strongly believe that this concept of amplification has the potential to generate more than 10 GW of peak power. This could be directly obtained with an additional post compression module based on a hollow core fiber or by increasing the stretching ratio to the level of Eidam *et al.* [1]. The average power of these fiber systems could also be scaled to 1.5 kW by using adequate fiber and optical isolation designs such as those demonstrated by Eidam *et al.* and Khazanov [8,9], with pulse duration well below 500 fs in all cases.

## References

1. T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, *Opt. Express* **19**, 255 (2011).
2. E. Seise, A. Klenke, J. Limpert, and A. Tünnermann, *Opt. Express* **18**, 27827 (2010).
3. A. Klenke, E. Seise, S. Demmler, J. Rothhardt, S. Breitkopf, J. Limpert, and A. Tünnermann, *Opt. Express* **19**, 24280 (2011).
4. T. Shay, V. Benham, J. T. Baker, A. D. Sanchez, D. Pilkington, and C. A. Lu, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **13**, 480 (2007).
5. L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, E. Mottay, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon, and P. Georges, *Opt. Lett.* **36**, 621 (2011).
6. L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, E. Mottay, F. Druon, and P. Georges, *Opt. Lett.* **36**, 4023 (2011).
7. F. Röser, D. Schimpf, J. Rothhardt, T. Eidam, J. Limpert, A. Tünnermann, and F. Salin, in *Advanced Solid-State Photonics*, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2008), paper WB22.
8. T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, *Opt. Lett.* **35**, 94 (2010).
9. E. Khazanov, in *Advances in Solid State Lasers: Development and Applications* (InTech, 2010), pp. 45–72.

# High peak-power stretcher-free femtosecond fiber amplifier using passive spatio-temporal coherent combining

L. Daniault,<sup>1,\*</sup> M. Hanna,<sup>1</sup> D. N. Papadopoulos,<sup>1,2</sup> Y. Zaouter,<sup>3</sup> E. Mottay,<sup>3</sup> F. Druon,<sup>1</sup> and P. Georges<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, 2 Av. Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau, France

<sup>2</sup>Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses, CNRS, Ecole Polytechnique, CEA, Univ Pierre et Marie Curie, Palaiseau, France

<sup>3</sup>Amplitude Systèmes, 11 avenue de Canteranne, Cité de la Photonique, 33600 Pessac, France  
\*louis.daniault@institutoptique.fr

**Abstract:** We report on the passive coherent combining of up to 8 temporally and spatially separated ultrashort pulses amplified in a stretcher-free ytterbium-doped fiber system. An initial femtosecond pulse is split into 4 temporal replicas using divided-pulse amplification, and subsequently divided in two counter-propagating beams in a Sagnac interferometer containing a fiber amplifier. The spatio-temporal distribution of the peak-power inside the amplifier allows the generation of record 3.1  $\mu$ J and 50 fs pulses at 1 MHz of repetition rate with 52 MW of peak-power from a stretcher-free fiber amplifier and without additional nonlinear post-compression stages.

©2012 Optical Society of America

**OCIS codes:** (060.2320) Fiber optics amplifiers and oscillators; (140.3298) Laser beam combining; (140.7090) Ultrafast lasers.

---

## References and links

1. 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," *Opt. Lett.* **35**(2), 94–96 (2010).
2. F. Röser, T. Eidam, J. Rothhardt, O. Schmidt, D. N. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system," *Opt. Lett.* **32**(24), 3495–3497 (2007).
3. F. Stutzki, F. Jansen, T. Eidam, A. Steinmetz, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "High average power large-pitch fiber amplifier with robust single-mode operation," *Opt. Lett.* **36**(5), 689–691 (2011).
4. E. Seise, A. Klenke, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Coherent addition of fiber-amplified ultrashort laser pulses," *Opt. Express* **18**(26), 27827–27835 (2010).
5. 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.* **36**(5), 621–623 (2011).
6. A. Klenke, E. Seise, S. Demmler, J. Rothhardt, S. Breitkopf, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Coherently-combined two channel femtosecond fiber CPA system producing 3 mJ pulse energy," *Opt. Express* **19**(24), 24280–24285 (2011).
7. 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.* **36**(20), 4023–4025 (2011).
8. Y. Zaouter, L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, F. Morin, C. Hönninger, F. Druon, E. Mottay, and P. Georges, "Passive coherent combination of two ultrafast rod type fiber chirped pulse amplifiers," *Opt. Lett.* **37**(9), 1460–1462 (2012).
9. S. Zhou, F. W. Wise, and D. G. Ouzounov, "Divided-pulse amplification of ultrashort pulses," *Opt. Lett.* **32**(7), 871–873 (2007).
10. L. J. Kong, L. M. Zhao, S. Lefrancois, D. G. Ouzounov, C. X. Yang, and F. W. Wise, "Generation of megawatt peak power picosecond pulses from a divided-pulse fiber amplifier," *Opt. Lett.* **37**(2), 253–255 (2012).
11. M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, and J. D. Harvey, "Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers," *Phys. Rev. Lett.* **84**(26), 6010–6013 (2000).

12. D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, M. Hanna, F. Druon, E. Mottay, E. Cormier, and P. Georges, "Generation of 63 fs 4.1 MW peak power pulses from a parabolic fiber amplifier operated beyond the gain bandwidth limit," *Opt. Lett.* **32**(17), 2520–2522 (2007).
  13. Y. Zaouter, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, J. Boulet, L. Huang, C. Agueraray, F. Druon, E. Mottay, P. Georges, and E. Cormier, "Stretcher-free high energy nonlinear amplification of femtosecond pulses in rod-type fibers," *Opt. Lett.* **33**(2), 107–109 (2008).
- 

## 1. Introduction

During the last decade, ytterbium-doped fiber amplifiers have been established as efficient femtosecond laser sources. Indeed, their geometry provides good thermal management and high optical-to-optical efficiency, allowing the generation of high repetition rate pulse trains at high average powers with nearly diffraction-limited beams [1]. The main drawback of these systems comes from the high peak power arising inside the fiber core that induces nonlinear effects and limits the achievable output pulse compressibility, energy, and therefore, peak power.

In general, the first detrimental effect that one faces in ultrafast fiber amplifiers is self-phase modulation (SPM), which depends on the optical intensity inside the fiber core. In recent years, large mode area (LMA) Yb-doped fiber amplifiers in combination with chirped pulse amplification (CPA) have permitted to lower SPM effects and reach higher peak-powers while maintaining good temporal pulse quality [2, 3]. Unfortunately, LMA fibers have limited core sizes, as transverse multimode operation inevitably appears with increasing core diameters. Additionally, the amplified beam can experience self-focusing (SF) inside the fiber at around 4 MW peak power and lead to optical damage. This drawback is a fundamental limitation of fiber amplifiers, as it does not depend on the core size.

Recently, coherent beam combining (CBC) has been used in the femtosecond regime to overcome these peak power related issues. The principle is the following: a single seed source is spatially split into several independent beams that are amplified in parallel under similar conditions and recombined using free space optics. The coherent addition of  $N$  beams eventually allows obtaining  $N$  times the energy available with a single fiber amplifier without cumulating nonlinearities.

The first experiments in the femtosecond regime [4, 5] report on the CBC of two femtosecond fiber CPA in a Mach-Zehnder interferometer with an active stabilization of their relative phase, involving phase detection schemes and feedback electronics. A subsequent high-energy experiment using this principle demonstrated the generation of 5.4 GW peak-power at 3 mJ pulse energy [6]. Passive CBC experiments in the femtosecond regime have also been recently demonstrated, exhibiting high robustness to environmental perturbations, no control electronics, and the ability to reach the multi-GW level [7, 8]. This has been achieved using a Sagnac interferometer (SI) that allows two counter-propagating beams to share the exact same optical path and be self-phase-matched.

Another coherent combining idea, denoted as divided-pulse amplification (DPA), acts in the temporal domain to split and recombine the pulses. It has been used to amplify picosecond pulses as a convenient substitute to chirped-pulse amplification [9, 10].

All femtosecond CBC experiments so far have been done with pulsewidths above 200 fs, because in quasi-linear CPA amplification regimes, the compressed pulsewidth is essentially determined by the seed pulse duration, the gain bandwidth available, and the gain narrowing effect. To overcome these limitations and generate shorter amplified pulses without nonlinear post-compression devices, stretcher-free architectures building upon the parabolic amplification regime [11] are possible, and take advantage of the combined action of SPM, dispersion, and gain in the amplifier to generate sub-100 fs pulses [12, 13]. So far, stretcher-free Yb-doped fiber amplifier performances have been limited by optical damage and SF to 1.25  $\mu$ J pulse energy and 16 MW output peak-powers [13].

We demonstrate in this paper that passive coherent combining concepts, both in time (DPA) and space (SI), can be implemented together in a stretcher-free architecture in order to

notably scale the energy and deliver 50 fs 3.1  $\mu\text{J}$  compressed pulses at 1 MHz repetition rate, exhibiting a peak power of 52 MW. These performances correspond to unprecedented operation of a fiber amplifier in the stretcher-free amplification regime. They also demonstrate that passive coherent combining both in the spatial and temporal domains is compatible with broadband spectra supporting sub-100 fs pulses, and B-integrals exceeding 20 rad.

## 2. Efficient spatio-temporal splitting and combining

In our experiment, the SI is made of a single fiber amplifier and a polarizing beam splitter that spatially divides and recombines two cross-polarized beams (Fig. 1 top). The seed is polarized at  $45^\circ$  so that it is equally distributed inside the interferometer. Furthermore, since our gain medium is polarization-dependent, a half-wave plate is inserted inside the loop to use the amplifier along the correct polarization for both counter-propagating beams. In such conditions, the Jones matrix of the SI is equivalent to a half-wave plate with neutral axes oriented at  $45^\circ$ , resulting in an output beam that exits through the seed path with unchanged polarization state. An optical isolator is inserted to extract it.

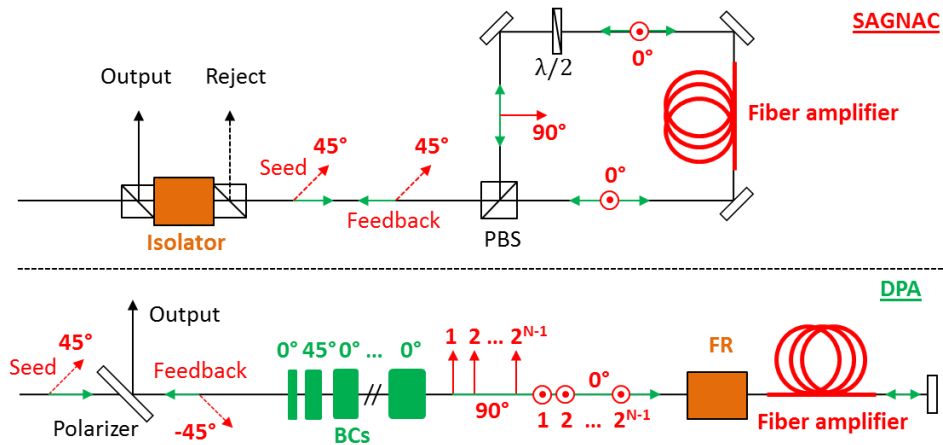


Fig. 1. Schematic representation of the spatial and temporal coherent combining techniques. Top: Sagnac geometry for spatial division. Bottom: DPA geometry for temporal division. PBS: Polarizing beam splitter; FR: Faraday rotator; BCs: birefringent crystals. The green arrows represent the direction of propagation while red arrows stand for the polarization states.

DPA consists in splitting and recombining ultrashort pulses in the temporal domain, thereby allowing a decrease of the optical peak power inside the amplifier. This can be achieved by using  $N$  consecutive highly birefringent crystals with increasing lengths and with their optical axes successively rotated by  $45^\circ$  [9] (Fig. 1 bottom). Each crystal divides a single pulse into two delayed cross-polarized replicas corresponding to the ordinary and extraordinary waves. The shortest crystal must generate a group-delay greater than the maximum pulse duration in the system to prevent interferences between the replicas. Then each additional crystal must have its length at least doubled in order to prevent any overlap between the duplicated patterns. Overall, a single seed pulse is split into  $2^N$  time-delayed replicas with same power that are equally distributed into two cross polarizations. This usually forces the use of a polarization-insensitive amplifier. When a double-pass amplification configuration is used, the  $2^N$  output pulses exit the amplifier through the seed path and go through the same crystals sequence but in the opposite direction. A Faraday rotator, inserted just before or inside the amplifier, allows all polarization of the amplified beam to be rotated by  $90^\circ$  with respect to the input beam, allowing all temporal replicas to experience the same total delay. This ensures an efficient temporal recombination. The final

unique output pulse is cross-polarized with respect to the original seed pulse and can therefore be extracted with a polarizer.

The SI and DPA architectures can be implemented together provided that all the time delayed replicas generated from the DPA are spatially split into the SI (Fig. 2 top). The time-delayed replicas created by the birefringent crystals are crossed-polarized. Thus, each replica can be separated into two counter-propagating beams into the SI if their input polarization states are oriented at  $45^\circ$  and  $-45^\circ$  respectively. In this configuration, the SI geometry allows the use of DPA with polarization-dependent amplifiers, which is not achievable in a standard double-pass amplification configuration.

Figure 2 (top) shows the evolution of the polarization states of the replicas created at the last DPA stage through the system if the architectures shown in Fig. 1 are simply concatenated. The forward and backward propagation directions on the way in and out of the SI are separated to facilitate the reading. Since the SI behaves as a half-wave plate with neutral axes oriented at  $45^\circ$ , it introduces a phase shift of  $\pi$  between both input polarizations. On the way backward through the DPA crystals, the first temporal recombination step is carried out correctly, but results in a polarization state equal to the polarization state at the same point on the way forward. From this point on, the patterns accumulate delays instead of compensating them and temporal recombination is thus not possible.

To solve this issue, a quarter-wave plate with axes at  $45^\circ$  is inserted before the SI so that, together, they act as a neutral element for the polarization state and have no incidence on the replicas relative phase. The polarization in the system then follows the evolution shown in Fig. 2 (bottom). After complete temporal recombination, an optical isolator allows to extract the final pulse.

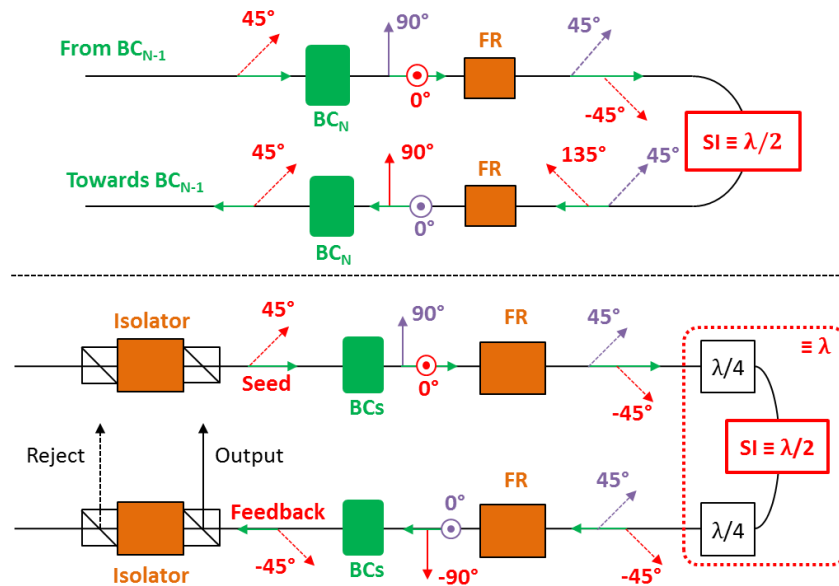


Fig. 2. Top: Evolution of the polarization state in the system if a quarter-wave plate is not inserted. Bottom: Schematic representation of the SI and DPA implemented together. FR: Faraday rotator. BC<sub>N</sub>: birefringent crystal at position N in the sequence. The green arrows represent the direction of propagation while red and dash blue arrows stand for the polarization states.

Overall,  $2 \times 2^N$  spatio-temporal replicas are generated, thereby reducing the peak-power inside the fiber amplifier by the same factor. In our experiments, we create up to 8 sub-pulses with the SI and two temporal division steps.

### 3. Stretcher-free amplification and experimental results

The experimental setup is depicted in Fig. 3. It starts with an  $\text{Yb}^{3+}:\text{KYW}$  air-cooled commercially available oscillator (Mikan, Amplitude Systemes) delivering Fourier transform-limited sech-squared 200 fs pulses with 5 nm spectral bandwidth centered at 1030 nm. The repetition rate of the seed is 35 MHz and can be down-counter to 1 MHz by means of an acousto-optic modulator. The 35 MHz or 1 MHz pulse train is sent through two highly-birefringent  $\text{YVO}_4$  crystals of 5 mm and 10 mm length that introduce group delays of 3.9 ps and 7.8 ps respectively. Half-wave plates precede both crystals in order to control the number of temporal divisions. This allows us to generate 1, 2 or 4 temporal replicas, corresponding to 0, 1 or 2 temporal divisions respectively. The beam then goes through a Faraday rotator (FR), a quarter-wave plate (QWP) properly oriented, and is equally divided inside the SI with the help of a half-wave plate. The interferometer includes a 2-m polarizing double-clad 40/200  $\mu\text{m}$  Yb-doped fiber amplifier, which is pumped at both ends. The three devices together (FR + QWP + SI) allow the amplified beam going back toward the birefringent crystals to be rotated by  $90^\circ$  with respect to the input beam. This ensures both in-phase temporal recombination through the vanadate crystals and extraction of the final recombined output pulse with an optical isolator.

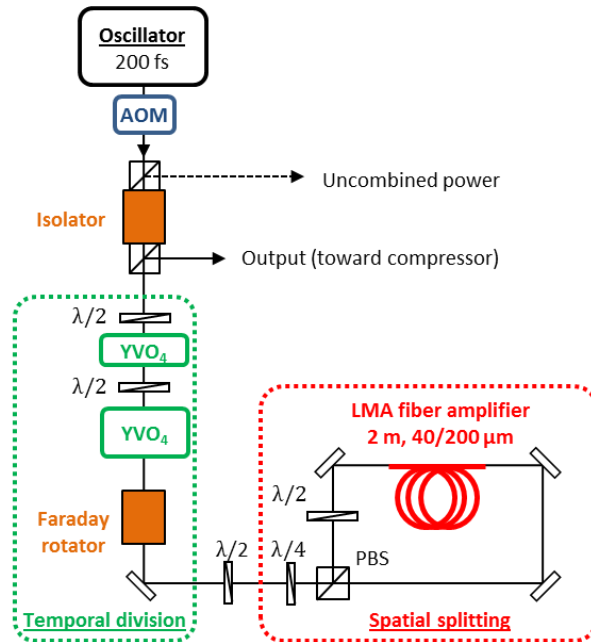


Fig. 3. Experimental setup of SI and DPA together with two birefringent vanadate crystals. AOM: acousto-optic modulator.

The DPA implementation involving birefringent crystals is only adapted to pulses in the picosecond range and below, because the group delays introduced by cm-length crystals are of the order of  $\sim 10$  ps. In this experiment involving a stretcher-free architecture and a short fiber amplifier length, the interplay between SPM, dispersion, and gain results in an output pulsewidth that remains below 2 ps. The crystal-based DPA implementation is therefore well-suited to this amplification regime.

After extraction of the amplified beam by the isolator, it is directed toward a single-pass 1250 l/mm grating compressor adapted to compensate small chirp quantities. The single-pass compressor geometry induces a residual spatial-chirp of 200  $\mu\text{m}$  which can be considered

negligible compared to the spot size of 4 mm and has low influence on the final diagnostics [12, 13]. In this configuration the compressor efficiency is 89%.

The combining efficiency is defined as the power extracted out of the seed path towards the compressor divided by the total power delivered by the amplifier, and is measured using both isolator ports. All the optical devices are chosen to handle large spectral width, in particular zero-order wave plates and broadband polarizing beam-splitters are used.

To ensure that the SI geometry can be used successfully at high nonlinearity levels with broadband spectra, we first operate without creating any temporal replicas. Indeed, in stretcher-free architectures where high nonlinearity levels are reached, the spectral shape and phase of the output pulses rapidly evolve with the injection conditions and pump powers. Differences in spectral contents for the two counter-propagating beams result in a decrease of the coherent combining efficiency. In addition, relative phase offsets between the two channels disturb the final polarization state coming out of the SI and prevent the amplified beam to be efficiently extracted through the optical isolator. Furthermore, if the DPA is activated, the temporal recombination is also affected by the non-perfect amplified polarization state, which further decreases the final peak-power. Thus, the SI needs to be very carefully adjusted and balanced and should exhibit the highest possible combining efficiencies before the DPA is activated.

In our experiments, temporal splitting and combining are easily performed efficiently. Indeed, because the pulse energy inside the amplifier is well below the saturation energy, temporally delayed replicas always see the same population inversion, are therefore identically amplified and exit with the same output spectral shape and phase, ensuring high efficiency for temporal recombination. The only constraint added by DPA is the need for temporally splitting the seed pulse into replicas of exact same power, which is easily achieved in our case. It has thus little influence on the combining efficiency if the SI is well-balanced.

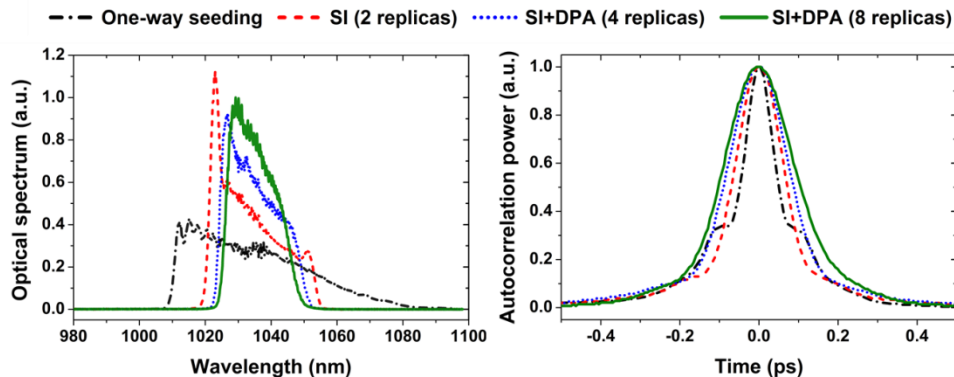


Fig. 4. Left: spectrum of 200 nJ pulses obtained with different numbers of spatial and temporal divisions. Right: Corresponding autocorrelations.

The setup is first operated at constant 200 nJ output compressed pulse energy, corresponding to 7 W average power at 35 MHz repetition rate. Figure 4 shows the output spectra and autocorrelations corresponding to an increasing number of spatial and temporal divisions. When seeding the fiber amplifier in a standard one-way amplification scheme, performed by coupling the whole seed power inside one interferometer arm only, the output spectrum is very broad, covering a wavelength range from 1010 nm to 1080 nm. Using the Sagnac geometry, the output spectral bandwidth is decreased compared to the single-pass configuration, demonstrating that the spatial division in the SI induces weaker SPM effects. After careful alignment, the SI exhibits a combining efficiency of 96%, which demonstrates its compatibility for wide spectral contents and high nonlinearity levels. As the DPA stages

are activated, creating successively 2 and 4 replicas, further spectral narrowing is observed as expected, while the SI combining efficiency remains over 95%.

The autocorrelation trace of the output beam at 200 nJ energy with 4 temporal divisions is shown with a large temporal window in Fig. 5 (left, black curve). Parasitic side pulses besides the main recombined pulse are barely observable, showing that the temporal recombination is almost perfect. Their overall contribution to the total energy is estimated to be less than 1%.

Finally, the setup is operated to deliver the highest possible peak-power before compression issues arise due to the accumulation of higher order spectral phase. The amplified pulse duration before compression is 1.7 ps at this energy level. With all temporal and spatial divisions activated, i.e. with 4 temporal replicas giving rise to 8 sub-pulses in the SI, 3.1  $\mu$ J pulse energy after compression is obtained at 1 MHz repetition rate. The SI combination efficiency is 89% and the B-integral is estimated to be 20 rad. At this pulse energy, it is not possible to align the SI alone since without temporal splitting, the peak-power inside the fiber would by far exceed the 4 MW SF threshold and damage the fiber. Among the 89% extracted energy, parasitic side pulses appear with non-negligible contribution, as shown in Fig. 5 (left). Indeed, at this nonlinearity level, the efficiency of the SI is much more sensitive to alignment, as it strongly depends on the injection quality and pumping conditions. It is thus experimentally challenging to reach a perfect balance in the SI, and small phase offsets appear between the two counter-propagating beams. This leads to a rotation of the spatially recombined beam polarization state. In turns, the non-ideal polarization state imparts an imperfect temporal recombination, creating small side pulses. We estimate that all the side pulses together contain 11% of the spatially combined energy. Overall, the spatio-temporal combination efficiency is 80% for the main central pulse. Since the system stability is mostly influenced by spatial aspects, we expect that a thorough opto-mechanical design of the system will result in an improvement of the overall stability at high energy level.

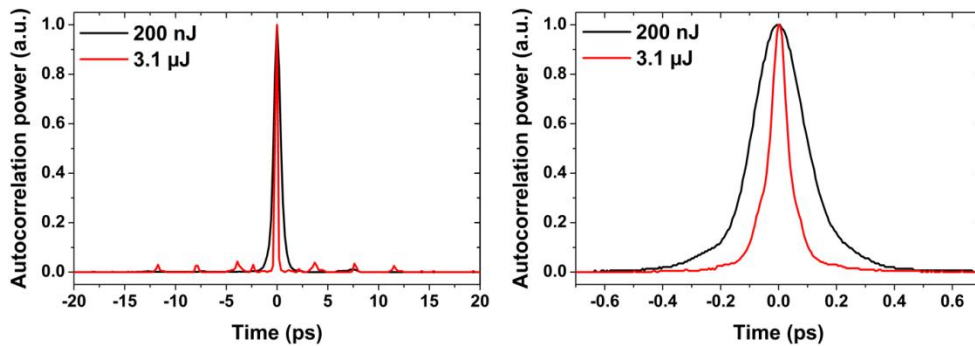


Fig. 5. Left: Large temporal range autocorrelations for 200 nJ and 3.1  $\mu$ J output energies using 4 DPA replicas and the Sagnac geometry together. Right: Corresponding short range autocorrelations.

The output pulses are characterized with a single-shot frequency-resolved optical gating (FROG) system, an independent autocorrelator, and a spectrometer. The retrieved intensity profile in the time domain is shown in Fig. 6 (left). It exhibits a pulse duration of 50 fs with a FROG error of  $38.10^{-4}$  on a  $512 \times 512$  grid. The independently measured autocorrelation trace shown in Fig. 5 (right) is in good agreement with the FROG-retrieved temporal profile. Taking into account that 80% of the overall output energy is in the main pulse, and the retrieved pulse shape, the peak power is calculated to be 52 MW. This represents a  $> 3$ -fold improvement in terms of achieved peak power despite using a gain medium having a mode field area almost 6 times smaller compared to the rod-type fiber previously used in [13]. The spectrum recorded at maximum energy is shown in Fig. 6 (right), and extends over 80 nm, with residual fringes due to the imperfect temporal recombination, and a characteristic peak



on the short-wavelength side related to the limited and asymmetric gain of the Yb-doped fiber.

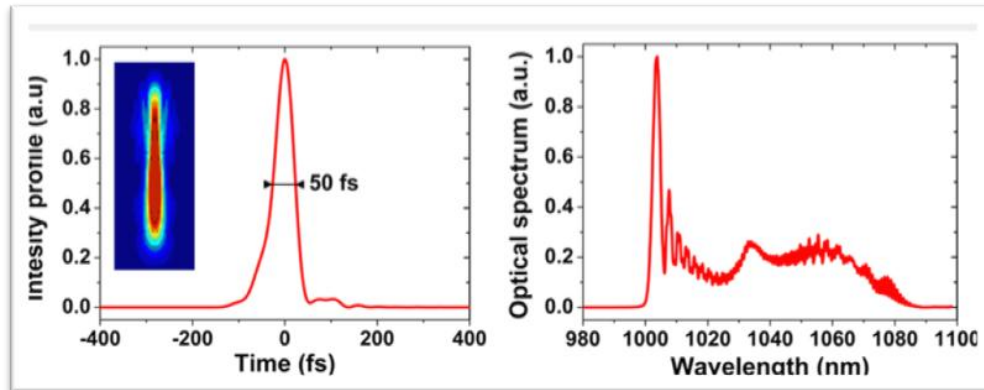


Fig. 6. Left: temporal pulse profile of the 3.1  $\mu$ J pulse retrieved from FROG measurement, along with the FROG trace (inset). Right: corresponding spectrum.

### 3. Conclusion

In conclusion, we have demonstrated that passive coherent beam combining can be used in a stretcher-free amplifier architecture to generate sub-100 fs pulses with high nonlinearity and broadband spectra, and can be scaled further by combining it with a temporal coherent combining concept. This work presents to our knowledge the shortest pulses ever obtained with a passive coherent combining scheme. A peak-power of 52 MW is obtained with a pulse duration of 50 fs which represent a  $> 3$ -fold improvement over the previously published state-of-the-art for such systems. We are convinced that this setup could be easily scaled in energy to reach output peak-powers of several hundreds of MW. Divided-pulse amplification has been demonstrated in the picosecond regime with five YVO<sub>4</sub> crystals [9], so that a factor-of-8 enhancement compared to these results is directly expected with a similar gain medium. Further scaling could also be expected from the use of larger core rod-type photonic crystal fibers. Such a simple fiber source that combines large peak power and very short pulse duration at high average power could be an ideal starting point for secondary radiations sources in the EUV using high-harmonic generation.

### Acknowledgments

The authors acknowledge the financial support of Agence Nationale de la Recherche through the MultiFemto project.