



Programme et publications JNOG

Date: Mardi, 03.07.2018	
11:00 - 12:30	O1-B: Session Orale conjointe CFOR / JNOG
Amphi Grignard	
14:00 - 16:00	O2-B: Session Orale JNOG #1 Communications optiques et réseaux
Amphi Grignard	
Date: Mercredi, 04.07.2018	
8:30 - 10:30	O3-B: Session Orale JNOG #2 Fibres optiques spéciales et lasers à fibres
Amphi Grignard	
17:30 - 19:00	PO-01 F: Session posters JNOG/CFOR #1
Salle B24	
Date: Jeudi, 05.07.2018	
8:30 - 10:30	O5-B: Session Orale JNOG #3 Laser et contrôle fréquentiel
Amphi Grignard	
Date: Vendredi, 06.07.2018	
8:30 - 10:30	O7-B: Session Orale JNOG #4 Optique non linéaire en optique guidée
Amphi Grignard	
11:00 - 12:30	O8-B: Session Orale JNOG #5 Instrumentation et capteurs pour et par l'optique guidée
Amphi Grignard	

Présentations

O1-B: Session Orale conjointe CFOR / JNOG

Heure: Mardi, 03.07.2018: 11:00 - 12:30 · Salle: Amphi Grignard

11:30 - 11:50

Extensométrie dynamique par réseaux de Bragg d'échantillons sollicités sous pression magnétique

S. Magne¹, S. Nehr¹, N. Roussel¹, G. Laffont¹, G. Le Blanc², Y. Barbarin², J. Luc², O. Lassalle², F. Sinatti²

¹CEA-LIST, Laboratoire Capteurs Architectures Electroniques F-91191 Gif-sur-Yvette; ²CEA DAM, CEA-Gramat F-46500 Gramat; sylvain.magne@cea.fr

Un dispositif d'extensométrie dynamique à réseaux de Bragg, immune au plan EM, a été validé (installation CYCLOPE) sur échantillons métalliques soumis à des pressions magnétiques sous hautes puissances pulsées. Il fournit des mesures directes de déformations en surface d'échantillon, en vue d'alimenter des codes de calculs Magnéto-Hydro-Dynamiques.

11:50 - 12:10

Mesure Répartie de la Corrosion des Armatures de Renforcement des Structures en Béton par Réflectométrie Fréquentielle

S. Magne, S. Ali Alvarez, S. Rougeault

CEA-LIST, Laboratoire Capteurs Architectures Electroniques, F-91191 Gif-sur-Yvette; sylvain.magne@cea.fr

Une mesure par réflectométrie fréquentielle (OFDR-*Optical Frequency-Domain Reflectometry*) du profil de déformation le long d'une fibre optique déployée sur une armature de renforcement d'une structure en béton armé permet de localiser/identifier le processus de corrosion et analyser périodiquement son évolution. Une preuve de concept est établie.

12:10 - 12:30

CARACTERISATIONS EXPERIMENTALES D'UN DISPOSITIF DE "PUISSANCE SUR FIBRE" POUR LA TRANSMISSION DE DONNEES DANS LE CONTEXTE DES OBSERVATOIRES DE FOND DE MER.

L. Ghisa, A. Pérennou, R. Hamie, V. Quintard, M. Guegan

Lab-STICC, UMR CNRS 6285, ENIB, France; perennou@enib.fr

Nous étudions des solutions optiques de pilotage des capteurs distants pour des observatoires sous-marins. Nous présentons les résultats expérimentaux obtenus sur la dernière version d'une extension d'optoalimentation : caractérisations de l'amplification des données en fonction de la puissance du laser fournissant l'énergie d'alimentation.

O2-B: Session Orale JNOG #1

Heure: Mardi, 03.07.2018: 14:00 - 16:00 · Salle: Amphi Grignard

Communications optiques et réseaux

14:00 - 14:30

Invitée

Quand les réseaux optiques deviennent (enfin) flexibles

P. Layec, A. Dupas, S. Bigo

Nokia Bell Labs, France; patricia.layec@nokia-bell-labs.com

Les réseaux optiques métropolitains, situés à la convergence entre opérateurs télécoms et over-the-top (OTTs), deviennent dynamiques et s'appuient sur les briques optiques élémentaires devenues flexibles telles que les transpondeurs universels. Les points bloquants et nouvelles fonctionnalités nécessaires à la flexibilité sont résumés.

14:30 - 14:45

NOUVEAUX LASERS HYBRIDES III/V SUR SILICIUM LARGEMENT ACCORDABLES POUR LES RESEAUX D'ACCES NG-PON2

A. Gallet³, N. Girard¹, D. Make¹, J.-G. Provost¹, A. Shen¹, G. Duan¹, H. Debrégeas¹, S. Malhouitre², S. Olivier², K. Hassan², F. Grillo³

¹3-5 lab; ²CEA Leti; ³Telecom Paristech; antonin.gallet@3-5lab.fr

Ce travail présente un nouveau type de laser accordable hybride III-V/Si pour l'accès NG-PON2. Le laser combine un résonateur en anneau avec un interféromètre de Mach-Zehnder. Il est largement accordable et présente des performances compatibles avec les spécifications de NG-PON2.

14:45 - 15:00

Méthode de la rotation de phase de la constellation afin de réduire le bruit du transmetteur dans les réseaux optiques.

S. Almonacil^{1,2}, P. Jennevé¹, P. Ramantanis¹, P. Layec¹

¹Nokia Bell Labs France, France; ²Institut d'Optique Graduate School, Laboratoire Charles Fabry, France; sylvain.almonacil@nokia-bell-labs.com

Nous présentons une nouvelle méthode en 2 étapes de rotation de phase de la constellation pour réduire la pénalité de quantification des DACs résultant de la pré-compensation de la dispersion chromatique (CD). Nous démontrons expérimentalement un gain de 1dB en SNR pour un signal 16QAM utilisant un DAC de résolution 4 bits.

15:00 - 15:15

Conception d'un filtre optique à profil arbitraire de signaux micro-ondes par diffusion Brillouin stimulée

W. Wei^{1,2}, Y. Jaouën¹, L. Yi², W. Hu²

¹Telecom ParisTech, France; ²Shanghai Jiao Tong University, China; ves.jaouen@telecom-paristech.fr

Le phénomène de diffusion Brillouin stimulée est proposé pour la conception de filtres optiques à profil arbitraire par simple contrôle du spectre de la pompe. Afin d'ajuster le spectre de gain et la réjection hors-bande, le niveau de chaque composante fréquentielle du signal de commande de la pompe est ajusté par boucle de rétroaction numérique.

15:15 - 15:30

ÉTUDE DE L'INFLUENCE DE L'ELLIPTICITÉ DU CŒUR SUR LA DIAPHONIE MODALE DANS UNE FIBRE FAIBLEMENT MULTIMODE

L. Provino¹, T. Taunay¹, B. Denolle², S. Le Gall³

¹PERFOS, RTO de Photonics Bretagne, France; ²CAILabs, 38 boulevard Albert 1er, 35200 Rennes, France; ³SAFRAN LABINAL POWER SYSTEMS, 1 rue Louis Blériot, CS80049, 31702 Blagnac Cedex, France; taunay@photonics-bretagne.com

L'objectif du présent papier est de présenter les résultats d'une étude permettant d'optimiser le découplage des modes spatiaux d'une fibre faiblement multimode à cœur elliptique et à gradient d'indice parabolique afin de permettre la propagation d'un nombre maximal de modes excités possédant une diaphonie minimale.

15:30 - 16:00

Invitée

Communications optiques basées sur la transformée de Fourier non-linéaire

M. Yousefi, Y. Jaouën, W. Gemechu, J.-W. Goossens, M. Song

Telecom ParisTech, France; mansoor.isvandyousefi@telecom-paristech.fr

Les performances des systèmes optiques sont limitées par les effets nonlinéaires. La transformée de Fourier nonlinéaire permet d'exploiter les non-linéarités afin de dépasser la limite de Shannon nonlinéaire. La démonstration d'une transmission NFDM multiplexée en polarisation constitue une étape importante dans la mise œuvre de ce type d'approche

O3-B: Session Orale JNOG #2

Heure: Mercredi, 04.07.2018: 8:30 - 10:30 · Salle: Amphi Grignard

Fibres optiques spéciales et lasers à fibres

8:30 - 9:00

Invitée

Fibre micro-structurée à cœur annulaire pour le guidage de modes OAM en régime de couplage faible

A. Tadjé^{1,2}, J. Yammine¹, G. Bouwmans¹, M. Dossou², A. Vianou², E. R. Andresen¹, L. Bigot¹

¹Univ. Lille, CNRS, UMR 8523 - PhLAM - Physique des Lasers Atomes et Molécules, F-59000 Lille, France; ²cole Polytechnique d'Abomey-Calavi (EPAC), Univ. d'Abomey-Calavi (UAC), Cotonou, Bénin; sha.tandje@ed.univ-lille1.fr

Nous proposons une fibre micro-structurée à cœur annulaire pour la transmission de modes à moment angulaire orbital. La géométrie proposée supporte jusqu' à 4 groupes de modes OAM avec une différence d'indices effectifs minimale de 2.13×10^{-3} à $1.55 \mu\text{m}$. La fibre ainsi réalisée apparaît comme un support intéressant pour la transmission des modes OAM.

9:00 - 9:15

Fibre de Bragg pixélisée à grande aire effective et à maintien de polarisation

O. Vanvincq, R. Habert, A. Cassez, Y. Quiquempois, G. Bouwmans, L. Bigot

Univ. Lille, CNRS, UMR 8523 - PhLAM - Physique des Lasers Atomes et Molécules, F-59000 Lille, France; olivier.vanvincq@univ-lille1.fr

Nous présentons la modélisation et la réalisation d'une fibre à bande interdite photonique toute solide dont le design est basé sur celui d'une fibre de Bragg pixélisée. L'ajout de barreaux de contrainte permet un comportement monomode sur l'un des axes propres avec un grand diamètre de mode ($26 \mu\text{m}$ à 1050nm) et un maintien de polarisation.

9:15 - 9:30

Observation de photochromisme sur amplificateur forte puissance à base de fibre optique double-gaine codopée Erbium-Ytterbium

T. Robin¹, T. Gotter¹, A. Barnini¹, P. Guittou¹, R. Montron¹, G. Mélin¹, C. Ranger¹, A. Laurent¹, S. Girard², B. Cadier¹

¹iXblue, France; ²Laboratoire Hubert Curien, France; thierry.robin@ixblue.com

Nous avons récemment mis en évidence un phénomène de photochromisme sur les fibres double-gaine co-dopées Erbium-Ytterbium. Nous présenterons quelques hypothèses sur l'origine de ce phénomène et les solutions que nous avons mises en œuvre pour réduire drastiquement ce photochromisme et ce pour des puissances de sortie jusqu'à 20W.

9:30 - 9:45

High-power ultrafast fiber laser system at 3 μm

A. Hideur¹, K. Guesmi¹, A. Haboucha^{1,2}, A. Ayoub¹, S. Idlahcen¹, T. Godin¹

¹CORIA - Université de Rouen, France; ²Phonics Bretagne, France; godint@coria.fr

We report an ultrafast Erbium doped ZBLAN fluoride fiber laser operating at $2.8 \mu\text{m}$. The system is based on a passively mode-locked seed oscillator producing a stable pulse train with 650 pJ energy per pulse at a repetition rate of 49 MHz. These pulses are then amplified in a double-clad Er-doped fiber to 7 nJ energy.

9:45 - 10:00

SOURCE LASER FIBREE PICOSECONDE DE FORTE PUISSANCE MOYENNE ET DE FORTE PUISSANCE CRETE A 2 MICRONS

J. P. Yehouessi, S. Vidal, Q. Guichot, A. Morisset, J. Boulet

ALPhANOV, France; jeanpaul.yehouessi@alphanov.com

Nous présentons une architecture laser entièrement fibrée et à maintien de polarisation délivrant des impulsions picosecondes avec une puissance moyenne de 16W à $2 \mu\text{m}$. Cette source permet de générer des impulsions avec une puissance crête de 100kW, particulièrement bien adaptées pour la génération de supercontinuum et la spectroscopie Lidar.

10:00 - 10:15

High peak power Doppler Lidar based on a 1.5 μm compressive-strained-singlemode fiber amplifier

L. Lombard, B. Augère, A. Durécu, D. Goular, F. Gustave, M. Valla, A. Dolfi-Bouteyre

onera, France; laurent.lombard@onera.fr

Onera has developed a patented SBS mitigation technique using compressive strain on fibers. This technique has been applied to a singlemode fiber amplifier and a peak power of up to 300W has been generated. We present the details of this technique, the achieved laser performances and tests results of a lidar using this compressive-strained-source.

10:15 - 10:30

Génération de supercontinuum par cascade de mélanges à quatre ondes intermodaux dans une fibre optique multimode à saut d'indice

S. Perret¹, G. Fanjoux¹, L. Bigot², J. Fatome³, G. Millot³, J. Dudley¹, T. Sylvestre¹

¹institut FEMTO-ST, France; ²Laboratoire de Physique des Lasers Atomes et Molécules PhLAM, France; ³Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne ICB, France; gil.fanjoux@univ-fcomte.fr

Nous démontrons la génération d'un supercontinuum allant de λ_c en injectant un laser picoseconde à dans une fibre optique multimode à saut d'indice via des processus en cascade de mélanges à quatre ondes intermodaux et de diffusion Raman stimulée.

PO-01 F: Session posters JNOG/CFOR #1

Heure: Mercredi, 04.07.2018: 17:30 - 19:00 · Salle: Salle B24

Génération d'impulsions énergétiques dans un laser à fibre verrouillé en phase

M. Kemel

Laboratoire de Photonique d'Angers, Université d'Angers, France; meriem.kemel@univ-angers.fr

Dans cette communication, nous présentons la génération d'impulsions géantes et énergétiques dans un oscillateur fibré. Dans une nouvelle configuration de cavité, nous obtenons des impulsions qui ne subissent pas la quantification de l'énergie, avec des durées allant de 3 à 5 μs et des énergies entre 0.5 et 5 μJ .

MICROLENTILLE À FAISCEAU EXPANSÉ EN CONNECTEUR STANDARD POUR CAPTEUR OPTIQUE À FIBRE MONOMODE EN ENVIRONNEMENT SÉVÈRE

X. Insou^{1,3}, L. Quétel², S. Claudot³, M. Thual¹

¹Institut Foton, CNRS UMR6082, Université de Rennes 1, F-22305 Lannion, France; ²IDIL Fibres Optiques, 21 rue Louis De Broglie 22300 Lannion, France; ³Souriau-Sunbank - Esterline ECT, RD323, 72470 Champagné, France; xinsou@souriau.com

Nous proposons une microlentille à faisceau expansé en connecteur standard utile pour des applications capteurs à fibre monomode en environnement sévère. Ce connecteur offre de faibles pertes d'insertion de la bande O à la bande C, de faibles réflexions et des tolérances de positionnement relâchées par rapport à une connectique monomode.

Etude de l'effet Kerr évanescent dans une nanofibre de silice immergée dans un liquide hautement non linéaire

G. Fanjoux, J.-C. Beugnot, T. Sylvestre

institut FEMTO-ST, France; gil.fanjoux@univ-fcomte.fr

Nous étudions théoriquement la contribution à l'effet Kerr optique du champ évanescent d'une nanofibre optique de silice par rapport à la contribution de la silice du coeur en fonction de son diamètre et du milieu liquide hautement non linéaire environnant.

Interaction du nettoyage par effet kerr et raman de faisceaux lasers dans une fibre microstructurée

R. Dupiol

Université de Limoges / Laboratoire XLIM, France; richard.dupiol@unilim.fr

Nous étudions expérimentalement la compétition entre le nettoyage d'un faisceau laser par effet Kerr et effet Raman dans une fibre multimode microstructurée. La génération et le nettoyage du faisceau de la première raie Stokes Raman entraînent à la fois la déplétion et la dégradation de la qualité spatiale du faisceau.

Guides d'onde pour le proche et le moyen infrarouge réalisés par photo-inscription dans un verre chalcogénure

D. Le Coq¹, E. Bychkov², P. Masselin^{1,2}

¹Université de Rennes; ²Université du Littoral-Côte d'Opale, France; masselin@univ-littoral.fr

Une nouvelle procédure pour la réalisation de guides d'ondes par photo-inscription par laser femtoseconde dans un verre chalcogénure est présentée. Les pertes de propagation mesurées ont des valeurs inférieures à 0,2 dB/cm à la fois pour des guides fonctionnant dans le proche ($\lambda = 1,55 \mu\text{m}$) et le moyen infrarouge ($\lambda = 4,5 \mu\text{m}$).

VISIBLE CASCADED RAMAN LASING IN A MICRORESONATOR-FEEDBACK PR-FIBER LASER

Z. Cai

Université de Xiamen, Chine, Chine; zpcai@xmu.edu.cn

We realize cascaded Raman lasing at visible range in a microresonator-feedback Pr-fiber laser for the first time. A silica microsphere with an ultrahigh Q-factor is employed as a narrow bandwidth cavity mirror. By optimizing the polarization states, the cascaded Raman lasings at 0.65, 0.67 and 0.69 μm are realized, respectively.

Capteur optique pour la caractérisation du dépôt de pulvérisation agricole

A. Taleb Bendiab¹, C. Vigreux², R. Kribich³, R. Escalier², A. Ducanhez¹, R. Bendoula¹

¹ITAP team, IRSTEA, France; ²ChV, ICGM UM2, France; ³TeHO, IES France; anis.taleb-bendiab@irstea.fr

La qualité de la pulvérisation des pesticides suscite un intérêt majeur au sein de notre société, celle-ci étant directement liée à la dérive de pulvérisation.

L'objectif de notre travail est donc de développer un nouvel outil optique pour la caractérisation du dépôt qui remplacera les méthodes traditionnelles et fournir une solution opérationnelle.

Guides d'onde magnétiques bigyrotropiques couplés

Y. Boucher¹, F. Bentivegna², Y. Dadoenkova³

¹Institut Foton (CNRS UMR 6082), France; ²Lab-STICC, UMR CNRS 6285, ENIB, 29238 Brest Cedex 3, France; ³Ulyanovsk State University, Ulyanovsk 432017, Fédération de Russie; boucher@enib.fr

Nous étudions les supermodes pair et impair d'un système de deux guides d'ondes magnétiques couplés dont les aimantations peuvent être séparément renversées. Nous montrons qu'un renversement d'aimantation dans l'un des guides modifie le couplage entre les guides et les conditions d'obtention d'un transfert total d'énergie d'un guide vers l'autre.

LASER EN CAVITE ETENDUE PAR HYBRIDATION DE COMPOSANTS ACTIFS INP AVEC DES COMPOSANTS PASSIFS EN Si3N4

S. Boust^{1,3}, C. Gomez¹, J.-F. Paret¹, A. Garreau¹, K. Mekhazni¹, C. Forin¹, J.-G. Provost¹, J.-M. Fédéli², P. Primiani^{1,3}, F. Duport¹, F. Van Dijk¹, M. Vallet³

¹III-V Lab; ²CEA LETI; ³Université Rennes, Institut FOTON; sylvain.boust@3-5lab.fr

Nous présentons une source laser hybride à 1,55 µm. Sa cavité de 2,4 mm est formée par la juxtaposition d'un amplificateur optique à semi-conducteurs sur InP et d'un miroir de Bragg contenu dans un guide d'onde en Si₃N₄. Le miroir de Bragg est accordable au moyen d'une chaufferette intégrée au composant, le mode d'émission laser est ainsi choisi

Photoacoustic imaging using multimode fibers

A. M. Caravaca Aguirre, E. Bossy

Univ. Grenoble Alpes, CNRS, LIPhy, F-38000 Grenoble, France; antonio.caravaca@univ-grenoble-alpes.fr

We present a thin endoscopic system for optical resolution photoacoustic microscopy. The system is based on an optical multimode fiber for light delivery attached to a fiber-optic hydrophone for photoacoustic detection. A full-field illumination approach using speckle patterns combined with reconstruction algorithm allows to image sparse samples.

ELABORATION OF HIGHLY NONLINEAR AMORPHOUS CHALCOGENIDE THIN FILMS FOR MID-IR INFRARED APPLICATIONS

J.-B. Dory¹, J.-B. Jager², A. Coillet³, J.-Y. Raty⁴, F. D'Acapito⁵, A. Verdy¹, M. Tessaire¹, M. Bernard¹, J.-M. Fédéli¹, B. Cluzel³, P. Noé¹

¹CEA-LETI, France; ²CEA-INAC, France; ³ICB, France; ⁴SPIN, Belgium; ⁵ESRF, France; jean-baptiste.dory@cea.fr

In this work, we show how to tailor the nonlinear (NL) optical properties of Ge-Sb-S-Se-Te-based amorphous chalcogenide thin films compatible with CMOS technology with regards to their potential use in active on-chip mid-infrared (MIR) components.

METHODE DE MESURE DE L'EVOLUTION DE L'ATTENUATION INDUITE PAR RADIATION DANS DES VERRES OPTIQUES PENDANT ET APRES IRRADIATION

T. Allanche¹, S. Girard¹, P. Paillet², V. Goiffon³, C. Muller^{1,2}, A. Boukenter¹, Y. Ouerdane¹

¹Laboratoire Hubert Curien, France; ²CEA, DAM, France; ³ISAE-SUPAERO, France; t.allanche@univ-st-etienne.fr

Nous avons développé une méthode de caractérisation, permettant de mesurer l'évolution de Radiation Induced Attenuation (RIA) d'échantillons massifs sous rayonnement X. Ce montage permet de fournir aux concepteurs de systèmes optiques des données de RIA pré-guérison et de suivre la dynamique de création et de disparition des centres colorés

DYNAMIQUE MULTIMODE NON-LINEAIRE D'UN LASER A SEMICONDUCTEUR : TURBULENCES PHASE-AMPLITUDE ET ROUTE VERS UN REGIME MONOFREQUENCE

B. Chomet¹, M. Myara¹, S. Blin¹, S. Denet², V. Lecocq², G. Beaudoin³, I. Sagnes³, A. Garnache¹

¹IES-CNRS UMR5214, Univ. Montpellier, France; ²INNOPTICS SAS, Talence, France; ³C2N – CNRS – Université Paris Sud, Marcoussis, France; baptiste.chomet@ies.univ-montp2.fr

Nous présentons une étude de la dynamique non linéaire d'un laser à semi-conducteur émettant par la surface en cavité externe verticale (VECSEL) en présence de dispersion. Nous montrons l'existence d'une dynamique déterministe du champ laser qui donne naissance à un régime multimode longitudinal non stationnaire ou à un régime monofréquence stable.

QUASI-ACCORD DE PHASE DANS LES GUIDES D'ONDE SUSPENDUS

N. Morais¹, I. Roland¹, M. Ravaro¹, A. Lemaître², G. Leo¹

¹Matériaux et Phénomènes Quantiques, Université Paris Diderot, CNRS, Sorbonne Paris Cité, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75013 Paris, France; ²Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay 91460 Marcoussis, France; natalia.morais@univ-paris-diderot.fr

Quasi-accord de phase (QPM) a été obtenu dans les guides AlGaAs homogènes suspendus en forme de serpent. Une double génération de la deuxième harmonique (SHG) a été observée.

CONTROLE DES FRONTS D'OXYDATION D'ALGAAS POUR L'OPTIQUE GUIDEE

S. Calvez, G. Lafleur, O. Stepanenko, A. Arnoult, P.-F. Calmon, J.-B. Doucet, A. Monmayrant, H. Camon, G. Almuneau
LAAS-CNRS, France; scalvez@laas.fr

Ce papier documente la quantification expérimentale de l'anisotropie d'oxydation d'AlGaAs et un modèle qui permet de reproduire le fait que la forme de l'ouverture d'oxyde diffère de l'homothétie du contour du mesa gravé et qui permet aussi d'élaborer des règles pour dessiner les mesas à graver pour obtenir une forme d'ouverture d'oxyde spécifique.

SHG IN PPLN WAVEGUIDES WITH STITCHING ERRORS

M. Neradovskiy^{1,2}, E. Neradovskaia^{1,2}, P. Baldi¹, M. De Micheli¹, C. Montes¹

¹InPhyNi, Université Côte d'Azur-CNRS, UMR 7010, Parc Valrose, 06100 Nice, France; ²School of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University, 620000 Ekaterinburg, Russia; maxim.neradovskiy@unice.fr

Imperfections of the periodic material impact the performances of Quasi Phase Matched devices. Our numerical study allows predicting the impact of stitching errors on the nonlinear interactions in waveguides using domains induced by e-beam writing in Lithium Niobate and explaining the observed experimental results.

INTERACTIONS NON LINEAIRES EFFICACES DANS DES MICROGUIDES DE NITRURE D'ELEMENT III.

M. Gromovyi^{1,2}, F. Semond¹, J. Brault¹, A. Courville¹, S. Renneson¹, S. Chenot¹, P. Baldi², J.-Y. Duboz¹, M. De Micheli²

¹Université Côte d'Azur - CNRS, CRHEA, rue Bernard Grégory, 06560 Valbonne, France; ²Université Côte d'Azur - CNRS, INΦNI, Parc Valrose, 06100 Nice, France; marc.de-micheli@inphyni.cnrs.fr

En combinant EJM et EPVOM nous avons réalisés des guides d'onde à base d'AlN et de GaN mono-cristallins qui présentent de très faibles pertes à la propagation et des possibilités d'accord de phase modal intéressantes. A partir de ces structures, nous avons réalisés des guides canaux dont nous présentons les performances linéaires et non linéaires.

Mesure rapide de la composition modale de fibres optiques par imagerie résolue spatialement et spectralement

L. Fouché¹, E. Hugonnot¹, C. Grosset-Grange¹, P. Morin², Q. Maouhoub²

¹CEA CESTA, France; ²Alphanov, Talence, France; lauriane.fouche@cea.fr

Nous présentons un banc de mesure du contenu modal de fibres optiques basé sur l'imagerie résolue spatialement et spectralement, optimisé de façon à effectuer des acquisitions quasi instantanées. Le système réalisé utilise le balayage continu en longueur d'onde d'un laser accordable, une caméra rapide et un traitement numérique en temps réel.

Guides d'onde OP-GaAs pour la conversion de fréquence vers l'infrarouge lointain

M. Bailly¹, A. Grisard¹, E. Lallier¹, C. Theveneau², B. Gérard²

¹Thales Research and Technology, France; ²III-V Lab, France; myriam.bailly@thalesgroup.com

Nous présentons une structure de guide en arséniure de gallium à orientation périodique (OP-GaAs) pour la conversion de fréquence vers le lointain infrarouge (LWIR). Ces guides, plus épais que l'état de l'art, nécessitent de lever certains verrous technologiques en ce qui concerne leur fabrication, que nous évoquons dans un second temps.

EFFICACITE DE LA FFF SUR LA RCWA ET LA METHODE DIFFERENTIELLE APPLIQUEE A LA DIFFRACTION D'UN RESEAU METALLIQUE SINUSOÏDAL

H. Mohamad¹, A. Morand¹, S. Blaize², D. Macias², P. Benech¹

¹IMEP-LAHC, France; ²L2n, Troyes; habib.mohamad@minatec.grenoble-inp.fr

La diffraction de la lumière par des structures périodiques est modélisable par des méthodes numériques comme la RCWA ou la méthode différentielle (MD). La RCWA est efficace pour des profils lamellaires. Pour des profils continus en TM, la MD associée à la FFF est une solution. Nous allons montrer que la RCWA associée à la FFF peut être efficace.

Laser à boîtes quantiques pour les transmissions optiques à haut-débit sans isolateur

H. Huang¹, L.-C. Lin², C.-Y. Chen², D. Arsenijević³, D. Bimberg^{3,4}, F.-Y. Lin², F. Grillot¹

¹Telecom ParisTech, France; ²National Tsing Hua University, Taiwan; ³Technische Universität Berlin, Germany; ⁴King Abdulaziz University, KSA; heming.huang@telecom-paristech.fr

La sensibilité au retour optique d'un laser à boîtes quantiques émettant sur la transition fondamentale est étudiée. Quelque soit le montant de la lumière retournée, les résultats montrent un comportement dynamique ultra-stable avec une absence totale du chaos. Ces travaux ouvrent la voie à la conception de transmetteurs sans isolateur optique.

OPTIMISATION DE FIBRES À CRISTAUX PHOTONIQUES POUR LA CONVERSION A HAUTE-PUISSANCE DANS LA DOMAINE VISIBLE PAR MELANGE A QUATRE ONDES DE SOURCES YTTERBIUM PICOSECONDE POUR LES APPLICATIONS BIOMEDICALES.

J.-C. Delagnes¹, R. Royon², J. Lhermite¹, D. Marion¹, N. Valéro¹, G. Santarelli³, H. Munoz⁴, T. Grosz⁵, D. Darwich⁶, R. Dauliat⁶, R. Jamier⁶, P. Roy⁶, E. Cormier¹

¹CELIA, Centre Lasers Intenses et Applications, Université de Bordeaux-CNRS-CEA, France; ²SATT Aquitaine Science Transfert, Bâtiment A31 – 3ème étage, 351, cours de la Libération, F-33405 Talence Cedex, France; ³LP2N (UMR5298), IOGS-Université de Bordeaux -CNRS, France; ⁴FYLA, Ronda Guglielmo Marconi 12, 46980 Paterna – Valencia, Spain; ⁵University of Szeged, Dom ter 9, H-6720 Szeged, Hungary; ⁶Université de Limoges, CNRS, XLIM, UMR 7252, France; jean-christophe.delagnes@u-bordeaux.fr

Nous présentons une étude détaillée des résultats théoriques et expérimentaux sur le design de fibres à cristaux photoniques (PCF) pour la conversion vers le visible de 620 à 910 nm (domaine d'intérêt biomédical) et l'infrarouge moyen d'une source Yb picoseconde très largement accordable par mélange à quatre ondes dégénéré.

Optimisation de réseaux de Bragg pour la conception de lasers à fibre de puissance à 1, 1.5 et 2µm

L. Lablonde, B. Dudoux, O. Rabine, E. Pinsard, C. Ranger, A. Laurent, T. Robin, B. Cadier

iXblue, France; laurent.lablonde@ixblue.com

Les miroirs à réseaux de Bragg de laser à fibre continu monomode pouvant émettre jusqu'à 1 kW nécessitent un procédé spécifique. Des résultats de pentes thermiques au signal améliorées d'un facteur > 10 et pouvant atteindre 0.1°C/W pour une fibre suspendue dans l'air calme seront présentés tout en développant les techniques de mesures employées.

FILTRE ACOUSTO-OPTIQUE RECONFIGURABLE : MODIFICATION DES PERFORMANCES PAR CONTRÔLE DE LA COMMANDE RF

A. Pérennou, V. Quintard, A. Saab

ENIB, UMR CNRS 6285, LabSTICC, France; perennou@enib.fr

Le travail proposé concerne l'étude de l'évolution du gabarit d'un filtre acousto-optique reconfigurable en longueur d'onde en fonction de la nature de la commande électrique de ce dernier. Le contrôle dynamique de la forme du gabarit permet de répondre aux contraintes (diaphonie, égalisation des puissances optiques, ...) de dispositifs spécifiques.

ETUDE NUMERIQUE SUR LA DEPENDANCE SPECTRALE COMPLEXE DU COUPLAGE OPTIQUE DANS LA GENERATION DE PEIGNES KERR PAR DES RESONATEURS DE Si3N4

N. Gutiérrez, A. Fernandez, S. Calvez, O. Llopis

LAAS-CNRS, France; ngutierr@laas.fr

Nous présentons un outil numérique pour la modélisation de résonateurs optiques à couplage d'accès vertical en Si3N4. Cette approche nous permet d'étudier la formation de peignes Kerr dans les résonateurs en prenant en compte les variations en fonction de la fréquence du facteur de qualité du résonateur et de son facteur d'accumulation de puissance

Study of the dynamical behaviour of a high-power laser diode subject to stimulated Brillouin scattering optical feedback

A. G. Correa-Mena¹, M. W. Lee², I. E. Zaldivar-Huerta¹, Y. Hong³, A. Boudrioua²

¹Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Mexico; ²Université Paris 13, France; ³Bangor University, Wales, U.K.; min.lee@univ-paris13.fr

We study for the first time the dynamical behaviour of a laser diode subject to optical feedback using stimulated Brillouin scattering. The experimental results with RF spectrum and RF spectrum maps show abundant dynamics and the Brillouin frequency shift at 11.46 GHz. A comparison is also performed with the ones for conventional optical feedback.

UTILISATION DE FIBRES A COUPLAGE INHIBE POUR LE CONTROLE DE L'INTRICATION SPECTRALE DE PAIRES DE PHOTONS

M. Cordier¹, A. Orioux², B. Debord³, F. Gérome³, A. Gorse⁴, M. Chafer³, E. Diamanti², P. Delaye⁵, F. Benabid³, I. Zaquine¹

¹LTCl, Télécom ParisTech, France; ²LIP6, Laboratoire d'Informatique de Paris 6, CNRS, Université Pierre et Marie Curie, Sorbonne Université, 75005 Paris, France; ³GPPMM Group, XLIM Research Institute, CNRS UMR 7252, Univ Limoges, Limoges, France; ⁴GLOphotonics S.A.S., 123 rue Albert Thomas, Limoges, France; ⁵LCF, Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Univ Paris-Saclay, 91127 Palaiseau cedex, France; martin.cordier@telecom-paristech.fr

Nous démontrons expérimentalement en régime stimulé comment les propriétés de dispersion des fibres à cœur creux à couplage inhibé permettent de contrôler les corrélations spectrales des paires de photons générées par mélange à quatre ondes spontanées dans une fibre remplie de gaz non linéaire.

O5-B: Session Orale JNOG #3

Heure: Jeudi, 05.07.2018: 8:30 - 10:30 · Salle: Amphi Grignard

Laser et contrôle fréquentiel

8:30 - 9:00

Invitée

Synchronisation de deux lasers DFB par réinjection décalée en fréquence, pour applications en photonique micro-onde

A. Thorette, M. Romanelli, M. Vallet

Univ. Rennes, CNRS, Institut FOTON - UMR 6082, F-35000 Rennes, France; aurelien.thorette@univ-rennes1.fr

Nous étudions la synchronisation sur référence externe de l'écart de fréquence entre deux lasers DFB, via une réinjection décalée en fréquence. Des résultats numériques et expérimentaux pour un composant intégré incluant deux lasers sont comparés, notamment l'influence du désaccord de fréquence, du taux d'injection et des phases de rétro-action.

9:00 - 9:15

Lasers intégrés sur verre pour la génération de fréquences radio

N. Arab, D. Bucci, E. Ghibaudo, J.-E. Broquin, L. Bastard, J. Poëtte

IMEP-LaHC, France; julien.poette@imep.grenoble-inp.fr

Nous présentons ici la réalisation de lasers intégrés sur verre pour la génération de fréquences par hétérodynage. Les caractérisations du battement montrent de très bonnes performances en largeur de raie et dérive temporelle. Une transmission de données est réalisée pour confirmer les capacités de cette technique pour les applications «système».

9:15 - 9:30

CONTRIBUTION DES ETATS NON-RESONANTS AU BRUIT RELATIF D'INTENSITE DANS LES LASERS A ILOTS QUANTIQUES

J. Duan¹, X.-G. Wang², Y.-G. Zhou², C. Wang², F. Grillot^{1,3}

¹LTCl, Télécom ParisTech, Université Paris-Saclay, Paris, France; ²School of Information Science and Technology, ShanghaiTech University, Shanghai, China; ³Center for High Technology Materials, University of New-Mexico, Albuquerque, USA; jianan.duan@telecom-paristech.fr

Ce travail porte sur la modélisation du bruit relatif d'intensité des lasers à îlots quantiques. Nous montrons que la contribution du bruit de porteurs associée aux niveaux non-résonants de l'îlot ne doit pas être négligée et le couplage vertical entre le niveau fondamental et le premier état excité joue un rôle clef dans la dégradation du bruit.

9:30 - 9:45

DÉVELOPPEMENT ET INTÉGRATION DE LASERS À NANOSTRUCTURES III-V DE HAUTE COHÉRENCE ET ACCORDABLE POUR APPLICATIONS DANS LE PROCHE- ET MOYEN-IR

B. Chomet¹, L. Ferrières², V. Lecocq², M. Myara¹, G. Beaudoin³, I. Sagnes³, L. Cerutti¹, S. Denet², A. Garnache¹

¹IES-CNRS UMR5214, Univ. Montpellier, France; ²INNOPTICS SAS, Talence, France; ³C2N – CNRS – Université Paris Sud, Marcoussis, France; baptiste.chomet@ies.univ-montp2.fr

Nous présentons la réalisation de composants lasers à nanostructures III-V hautement cohérents de forte puissance et accordable spectralement intégrés dans un module industriel compact pour des applications dans le proche- et moyen-IR, basés sur la technologie des lasers émettant par la surface en cavité externe verticale.

9:45 - 10:00

Contrôle des fluctuations basses fréquences dans un laser à cascades quantiques soumis à des températures cryogéniques

O. Spitz^{1,2,3}, J. Wu^{3,4}, M. Carras², C. W. Wong³, F. Grillot^{1,3,5}

¹Télécom ParisTech, France; ²mirSense, France; ³University of California at Los Angeles, USA; ⁴Southwest University, Chine; ⁵University of New-Mexico, USA; olivier.spitz@telecom-paristech.fr

L'étude du rapport temps de vie des porteurs sur temps de vie des photons est déterminante pour comprendre la dynamique non-linéaire des lasers à cascades quantiques. Les expériences menées dans le cadre de cette étude montre l'influence de la température sur ce rapport et les conséquences sur le domaine chaotique du laser moyen-infrarouge étudié.

10:00 - 10:15

EFFET DE LA POLARISATION SUR UN MODULATEUR ELECTRO-OPTIQUE DANS UNE EXPERIENCE DE TRANSFERT DE STABILITE

A. Chaouche-Ramdane, T. Aoudjit, K. Manamanni, V. Roncin, F. Du-Burck

Laboratoire de physique des lasers, France; frederic.du-burck@univ-paris13.fr

Nous présentons une analyse des limitations introduites par l'utilisation d'un modulateur électro-optique fibré dans un dispositif de transfert de stabilité en fréquence basé sur une cavité fibrée à 1.55µm.

10:15 - 10:30

Lasers à fibre bifréquences stabilisés par réinjection optique

M. Guionie¹, A. Thorette¹, M. Romanelli¹, A. Carré¹, G. Loas¹, E. Pinsard², L. Lablonde², B. Cadier², M. Alouini¹, M. Vallet¹, M. Brunel¹

¹Institut Foton, France; ²iXblue Photonics, France; marie.guionie@univ-rennes1.fr

Les lasers à fibre bi-polarisation sont des sources de choix en optique microonde. Une boucle de réinjection optique décalée en fréquence permet de stabiliser le battement à 1 GHz d'un laser à fibre bifréquence. Le bruit de phase est de -104 dBc/Hz à 1 kHz. La dissymétrie de la plage d'accrochage pourrait s'expliquer par un facteur de Henry $\alpha > 1$.

EXTENSOMÉTRIE DYNAMIQUE PAR RÉSEAUX DE BRAGG D'ÉCHANTILLONS SOLLICITÉS SOUS PRESSIONS MAGNÉTIQUES

Sylvain Magne¹, Simon Nehr¹, Nicolas Roussel¹, Guillaume Laffont¹, Gael Le Blanc², Yohan Barbarin², Jérôme Luc², Ophélie Lassalle², Frédéric Sinatti²

¹ CEA, LIST, Laboratoire Capteurs Architectures Electroniques, 91191 Gif-sur-Yvette France

² CEA, DAM, CEA-Gramat, F-46500 Gramat, France

sylvain.magne@cea.fr

RÉSUMÉ

Un dispositif d'extensométrie dynamique à réseaux de Bragg a été conçu par le CEA LIST et validé sur l'installation CYCLOPE (CEA-Gramat), sur échantillons métalliques soumis à des pressions magnétiques sous hautes puissances pulsées. Immune sur le plan électromagnétique, ce dispositif fournit des mesures directes de l'état des déformations en surface d'échantillon, complémentaires aux mesures par Interférométrie Doppler Fibrée, en vue d'alimenter des codes de calculs Magnéto-Hydro-Dynamiques.

MOTS-CLEFS : Réseau de Bragg, extensométrie, hautes puissances pulsées (HPP).

1. INTRODUCTION

Les études de détonique font un usage intensif de la simulation numérique dont la pertinence des résultats dépend de la précision sur les paramètres thermodynamiques et mécaniques des matériaux mis en œuvre, souvent déterminés par des essais mécaniques (chocs par lanceurs).

La génération de hautes puissances pulsées (HPP, 10 - 100 GW) à haute fréquence ([50 - 500 kHz]) par courants impulsionnels intenses ([3 - 5 MA]) permet d'atteindre des déformations élevées (jusqu'à 1,5) sur échantillons conducteurs pour une large gamme de vitesses de déformation (jusqu'à 10^5 s^{-1} pour des matériaux ductiles). Ce procédé délivre une cinétique de mise en pression et une température induite plus réduites qu'en essai sous choc (compression quasi isentropique). Il présente aussi un intérêt logistique lié à une mise en œuvre simplifiée des essais.

Parallèlement au développement de la Z-machine (Sandia Lab., Albuquerque, USA), différents moyens d'investigation HPP ont été mis au point en France (GEPI [1], CYCLOPE [2]). L'émission d'un courant de décharge (contrôlé en temps de montée et en amplitude) à partir d'un circuit de condensateurs ($V < 85 \text{ kV}$) génère un champ magnétique intense et une pression magnétique dans la gamme [1 -100 GPa] résultant de la force de Laplace et évoluant selon le carré du courant. Ces développements expérimentaux s'appuient sur des simulations Magnéto-Hydro-Dynamiques (MHD 1D/3D) établissant la nécessaire relation entre électromagnétisme et mécanique.

Lors des essais, le courant est systématiquement mesuré. Selon les configurations, des caméras à haute cadence enregistrent également les caractéristiques dimensionnelles. Enfin, la vitesse en surface de l'échantillon est obtenue à distance par Interférométrie Doppler Fibrée (IDF) dont le principe repose sur l'interférence entre un signal optique de référence et un signal optique réfléchi par l'interface en mouvement, décalé en fréquence Doppler et fonction de la vitesse matérielle de l'interface. Le déplacement est alors obtenu par intégration de ce signal dans le domaine temporel, à partir duquel la déformation est estimée. L'IDF ne délivre pas une mesure directe du champ de déformation et celle-ci n'est réalisable que sur une surface accessible.

La mise en œuvre de jauges de déformation (sans protection électromagnétique (EM)) est délicate en environnement EM fortement perturbé. L'usage de réseaux de Bragg (*Fiber Bragg Grating – FBG*) est préconisé compte-tenu de leur performance de mesure et de leur immunité EM. Sur la base d'un cahier des charges fixé par le CEA-Gramat, le CEA LIST a développé un dispositif d'extensométrie Bragg, validé sur l'installation CYCLOPE du CEA-Gramat.

2. DESCRIPTION DU DISPOSITIF BRAGG D'EXTENSOMÉTRIE DYNAMIQUE

Le dispositif Bragg conçu par le CEA LIST se présente sous la forme d'un châssis 19" - 6U incorporant un tiroir d'alimentation, un tiroir 'source' et un tiroir 'mesure' (fig. 1). Le tiroir 'source' comporte une source erbium à émission spontanée amplifiée (ASE, Amonics ALS10) qui alimente l'ensemble des FBG. Le tiroir 'mesure' permet d'interroger deux FBG simultanément. Le châssis est extensible en capacité, en rajoutant autant de tiroirs que nécessaire.

La mesure du décalage en longueur d'onde de Bragg est réalisée par la méthode du filtre linéaire [3], choisie pour sa simplicité, son coût réduit et sa grande bande passante (limitée par l'électronique de détection). Des FBG à périodes variables (*Chirped Fiber Bragg Grating* – *CFBG*) sont utilisés comme discriminateurs linéaires (IXBLUE, Lannion, France). Insérés en modules de compensation thermique, leur sensibilité en température est inférieure à 1 pm/K. Chaque CFBG présente une largeur spectrale utile de 25 nm ([1535 nm - 1560 nm]) correspondant à une gamme en déformation de $\pm 1\%$ ($\pm 10\,000\ \mu\text{déformations}$). La lumière réfléchi par le FBG est renvoyée vers le CFBG *via* un circulateur optique fibré. Le CFBG et le circulateur sont insérés dans un module thermoélectrique assurant leur stabilité en température (@ 30 °C). Le signal optique réfléchi par le CFBG est détecté par une photodiode InGaAs connectée à un circuit transimpédance ([DC-10 MHz (-3 dB)]). Les signaux sont finalement enregistrés par un oscilloscope rapide LeCroy 6100A (1 GHz), déclenché par l'installation CYCLOPE.

Le décalage de Bragg est déduit de la variation de puissance réfléchi grâce à une équation de transcodage $\lambda_B = f(V_{\text{mon}} - a.V_{\text{ref}})$, étalonnée en déformation à partir d'une platine de translation motorisée et connaissant la sensibilité en déformation du réseau de Bragg (1,21 pm/ $\mu\text{déformation}$). Les écarts à la linéarité de la relation de transcodage sont dus au CFBG (oscillations d'origine interférométrique ($\pm 3\%$)) et à d'autres composants (source, circulateur, photodiode). Le résiduel entre le décalage de Bragg expérimental et l'équation de transcodage est contenu dans $\pm 50\ \text{ppm}$. L'incertitude expérimentale sur la mesure de déformation (liée au résiduel de transcodage et au bruit électronique) est d'environ $\pm 85\ \text{ppm}$ (à $k = 2$ et pour une loi gaussienne), *i.e.* $\pm 0,85\%$ de la gamme en déformation. Le rapport signal-sur-bruit (RSB) est d'environ 280 (@10 MHz).

Le paramètre '*a*' ($\sim 0,1$, sans dimension) prend en compte une contribution de lumière liée aux réflexions non maîtrisées de la source dans le circuit optique et qui se traduit par une tension de polarisation dans la fonction de transcodage. Avant chaque essai, les longueurs d'onde de Bragg λ_B sont mesurées à l'aide d'un analyseur de spectre optique (Anritsu MS9740A) et les tensions de référence V_{ref} sont enregistrées. La tension de polarisation V_{ref} telle que définie en laboratoire est alors déduite de la mesure de λ_B . Le ratio $V_{\text{ref}}'/V_{\text{ref}}$ prend en compte les fluctuations de transmission du circuit optique entre l'étalonnage en laboratoire et la mesure sur l'expérimentation CYCLOPE.

La méthode de filtrage est souvent mise en œuvre avec deux photodétecteurs afin de s'affranchir des dérives de puissance ou de connectique sur le long-terme. Le premier mesure un signal de référence (non filtré) et le second, le signal filtré. Le ratio des deux signaux correspond à la courbe de transmission du filtre à partir de laquelle est déduit le décalage de Bragg [3-4].

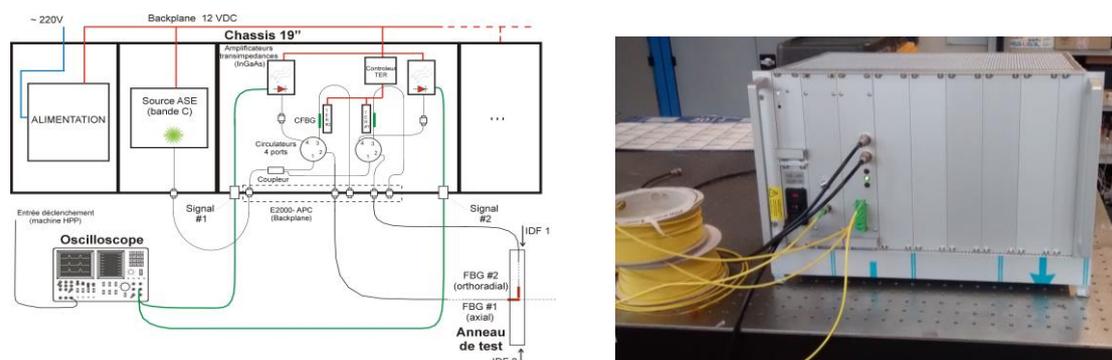


Fig. 1 : Schéma optique du dispositif Bragg d'extensométrie dynamique (à gauche), vue du châssis (à droite)

Dans le contexte d'une utilisation dynamique, les signaux optiques sont stables sur une échelle de temps très réduite (100 μ s). Un seul photodétecteur par FBG est donc utilisé ce qui simplifie la conception, optimise le RSB et réduit l'encombrement et le coût. En contrepartie, une référence de signal est acquise immédiatement avant l'essai ainsi qu'à la fin afin de s'assurer de l'intégrité mécanique de l'échantillon et détecter une éventuelle plasticité.

3. ESSAI SUR INSTALLATION CYCLOPE

L'installation CYCLOPE a été mise au point au CEA-Gramat pour l'étude du comportement élastoplastique des matériaux sous sollicitation uniaxiale (fig. 2). La capacité du banc de condensateurs est de 487 μ F et le courant maximal généré est de 5 MA (tension = 25 kV, fréquence = 45 kHz, énergie disponible = 150 kJ) pour un champ magnétique maximal de 67 T.

Les anneaux de test sont en aluminium ($R_e \sim 260$ MPa, $\varnothing_{int} = 36$ mm, $\varnothing_{ext} = 40$ mm, hauteur = 6 mm). Compte-tenu de la symétrie cylindrique, les déformations principales sont orientées selon l'axe de l'anneau et de façon orthoradiale. Deux FBG de courte longueur (< 2 mm) ont été collés selon ces directions, à mi-hauteur, en surface externe. En pratique, les essais ont été menés à une puissance comprise entre 5 et 7 % de la puissance maximale (PM) afin d'obtenir des déformations admissibles par le dispositif Bragg. Cela permet aussi de ne pas détruire les échantillons et de procéder à des tests itératifs.

La figure 3 montre un relevé de déformations obtenu avec les FBG orientés selon l'axe et de façon orthoradiale (6 % PM). L'évolution de la déformation orthoradiale mesurée par le FBG est en conformité avec celles des deux déformations orthoradiales IDF₁ et IDF₂, obtenues par intégration des vitesses transverses.

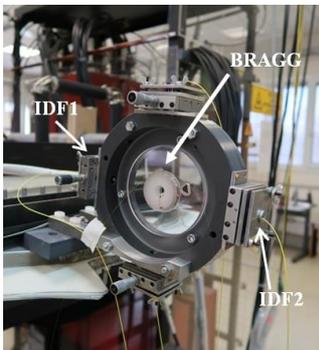


Fig. 2 : Vue de l'installation CYCLOPE (partie inductive)

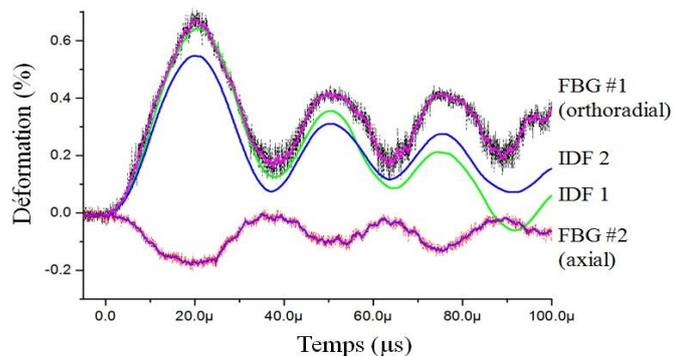


Fig. 3 : Etat des déformations en surface d'un anneau de test enregistré avec le dispositif Bragg au cours d'une impulsion HPP (6 % PM). Comparaison entre les déformations transverses mesurées par FBG et par IDF.

CONCLUSION

Un dispositif d'extensométrie Bragg dynamique a été conçu par le CEA LIST et testé sur l'installation HPP CYCLOPE du CEA-Gramat sur des anneaux en aluminium. Immune sur le plan EM, le dispositif fournit l'évolution dynamique de l'état de déformations en surface des échantillons sous pression magnétique. Les mesures de déformations orthoradiales obtenues par FBG et par IDF sont en adéquation, ce qui permet d'envisager l'usage de FBG comme jauges directes de déformation, en vue d'alimenter des codes de calcul MHD. Les perspectives de ce travail concernent des mesures multipoints dans le but de mieux quantifier les modes de vibrations sous stimulation HPP.

RÉFÉRENCES

- [1] A. Lefrançois, P-Y.Chanal, G. Le Blanc, J. Petit, G. Avrillaud, M. Delchambre, 15th International Symposium Electromagnetic Launch Metrology, 17-20/5, Brussels (2010)
- [2] J. Petit, Materials under Extreme Loadings, Ch. 14 (ISTE Ltd and John Wiley & Sons Inc., 2010)
- [3] S.M. Melle, K. Liu, R.M. Measures, Appl. Opt., **32** (19), 3601-3609 (1993)
- [4] S. Kim, S. Kim, J. Kwon, B. Lee, IEEE Phot. Tech. Lett., **13** (8), 839-841 (2001)

FIBRE DE BRAGG PIXÉLISÉE À GRANDE AIRE EFFECTIVE ET À MAINTIEN DE POLARISATION

Olivier Vanvincq¹, Rémi Habert¹, Andy Cassez¹, Yves Quiquempois¹, Géraud Bouwmans¹, Laurent Bigot¹

¹ Univ. Lille, CNRS, UMR 8523 - PhLAM - Physique des Lasers Atomes et Molécules, F-59000 Lille, France

olivier.vanvincq@univ-lille.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la modélisation et la réalisation d'une fibre à bande interdite photonique toute solide dont le design est basé sur celui d'une fibre de Bragg pixélisée. L'ajout de barreaux de contrainte permet un comportement monomode sur l'un de ses axes propres avec un grand diamètre de mode ($26 \mu\text{m}$ à 1050 nm) et un maintien de polarisation ($\Delta n_g = 8 \times 10^{-5}$).

MOTS-CLEFS : *Fibre microstructurée ; Fibre à grande aire effective ; Fibre à maintien de polarisation*

1. INTRODUCTION

Les fibres optiques utilisées dans les lasers de forte puissance doivent être à la fois monomodes pour assurer une bonne qualité spatiale du faisceau, et à grande aire effective afin de limiter l'apparition des effets non-linéaires. La biréfringence de la fibre peut également s'avérer importante lorsque des accords de phases sont nécessaires pour réaliser une conversion de fréquence ainsi que pour certaines applications [1]. Récemment, des fibres aperiodiques polarisantes entièrement solides fonctionnant autour de $1 \mu\text{m}$ avec des diamètres de cœur compris entre 40 et $80 \mu\text{m}$ ont été réalisées [2]. La biréfringence obtenue à l'aide de barreaux de contrainte (la biréfringence de forme n'étant pas envisageable pour de tels diamètres) a néanmoins été déterminée numériquement à seulement 3.2×10^{-5} au maximum. Afin d'obtenir une fibre toute solide et flexible possédant à la fois une grande aire effective et une biréfringence suffisante pour un maintien de polarisation, nous proposons un design basé sur les fibres de Bragg pixélisées [3] dans lequel des inclusions de haut indice ont été remplacées par des barreaux de contrainte.

2. CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES

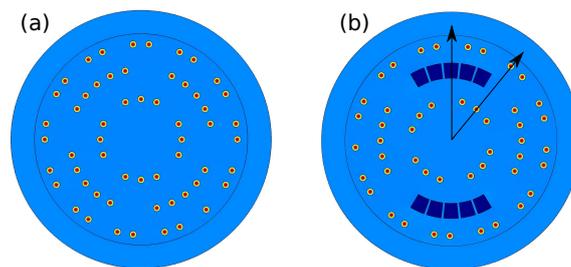


FIGURE 1 : Fibre de Bragg pixélisée hétérostructurée (a) et biréfringente (b). Le bleu clair correspond à la silice, le bleu foncé à la silice dopée bore et les inclusions de silice dopée germanium à profil parabolique d'indice sont représentées en rouge.

Les fibres de Bragg pixélisées sont constituées d'anneaux concentriques d'inclusions de haut indice de réfraction et permettent de guider la lumière grâce à l'existence de bandes interdites photoniques (BIP). Nous avons démontré qu'une fibre constituée de trois anneaux pixélisés comme celle de la figure 1(a) peut avoir un comportement monomode si les distances inter-anneaux sont correctement choisies [4]. L'hétérostructuration de la gaine, c'est-à-dire le retrait de quelques inclusions de haut indice,

permet d'augmenter les fuites des modes d'ordre supérieur et d'augmenter, pour des raisons de symétrie, l'intégrale de recouvrement entre les modes gaines et les modes de cœur à rejeter [5].

Afin de rendre la fibre biréfringente, nous avons repris le design de la référence [4], mais la moitié des inclusions de haut indice de la deuxième couronne a été remplacée par des barreaux de silice dopée bore (Fig. 1(b)). Le diamètre du cœur a été fixé à $35 \mu\text{m}$ et le diamètre des inclusions de haut indice à $3 \mu\text{m}$ pour obtenir une première BIP centrée sur la longueur d'onde de $1 \mu\text{m}$. La forme des barreaux de contraintes a été choisie de sorte à tenir compte des déformations observées lors du fibrage. Les pertes par confinement ont été calculées à l'aide de la méthode des éléments finis après avoir déterminé les contraintes mécaniques dues aux différentes valeurs des coefficients d'expansion thermique des matériaux. La température de ramollissement des matériaux dopés ayant été fixée à 1150°C , nous avons obtenu les pertes par confinement représentées sur la figure 2(a) et une biréfringence de 8×10^{-5} à la longueur d'onde de $1 \mu\text{m}$. La fibre peut être considérée comme quasiment monomode autour de 1050 nm car les pertes du mode LP_{11} sont supérieures à 5 dB/m (les autres modes d'ordre supérieur ayant des pertes encore plus élevées).

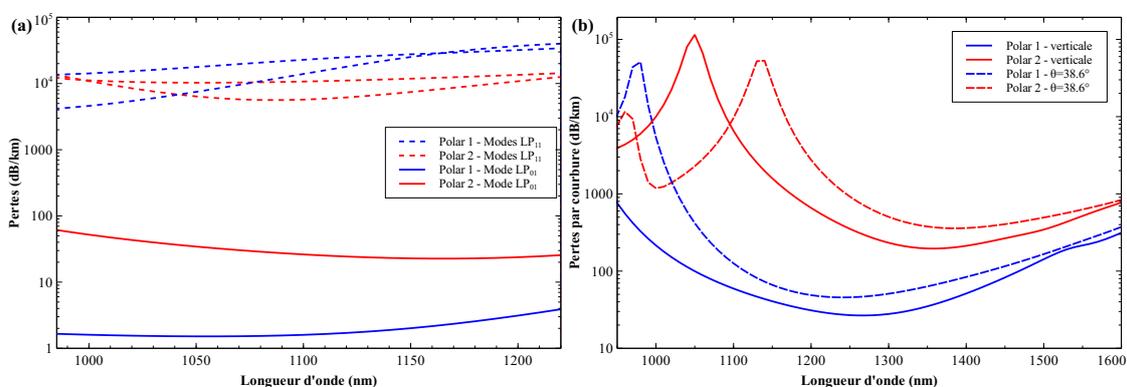


FIGURE 2 : (a) Pertes par confinement de la fibre droite pour les mode LP_{01} (traits pleins) et LP_{11} (pointillés) pour les deux directions de polarisation. (b) Pertes des modes LP_{01} lorsque la fibre est courbée avec un rayon de 20 cm selon les directions indiquées par les flèches de la figure 1(b) (axe vertical en trait plein et axe incliné en pointillés).

La figure 2(b) représente les pertes subies par les deux états de polarisation du mode fondamental. Le rayon de courbure a été fixé à 20 cm et les directions de courbure sont celles indiquées par les flèches de la figure 1(b). Nous pouvons constater qu'à 1050 nm , la fibre courbée est polarisante puisque l'un des deux états de polarisation subit des pertes supérieures au dB/m pour les deux directions de courbure.

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

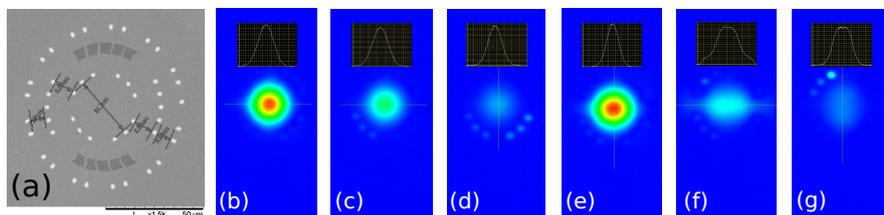


FIGURE 3 : Photographie MEB de la fibre réalisée (a). Profils en intensité à $1,1 \mu\text{m}$ du champ proche obtenus dans le cas d'une injection centrée en espace libre polarisée selon les axes propres de la fibre (b,e) et avec une injection décalée de $10 \mu\text{m}$ selon l'axe horizontal (c,f) et selon l'axe vertical (d,g). L'axe vertical est le même que celui de la figure 1(b) et la longueur de la fibre maintenue droite est de 1 m .

La photographie MEB de la fibre réalisée est présentée sur la figure 3(a). Sa biréfringence a été mesurée à 8×10^{-5} par la méthode du spectre cannelé et le taux d'extinction de polarisation (PER) à

30 dB, ce qui permet d'affirmer que cette fibre est à maintien de polarisation.

Les figures 3(b,e) sont les profils d'intensité obtenus lors d'une injection centrée selon les deux axes propres à la longueur d'onde de $1,1 \mu\text{m}$ dans un tronçon droit de longueur 1 m. Le mode est quasiment gaussien avec une ellipticité de 0,97 et un diamètre de mode de $26 \mu\text{m}$. Lorsque l'injection est décentrée de $10 \mu\text{m}$, on peut observer que le mode reste gaussien pour l'une des deux polarisations (Fig. 3(c,d)) mais se déforme pour l'autre polarisation du fait de l'apparition d'un mode LP_{11} (Fig. 3(f,g)). Cela est en accord avec les simulations effectuées (Fig. 2(a)) car le rapport de pertes $\text{LP}_{11}/\text{LP}_{01}$ calculé est de 8740 pour l'une des deux directions de polarisation et de seulement 218 pour l'autre.

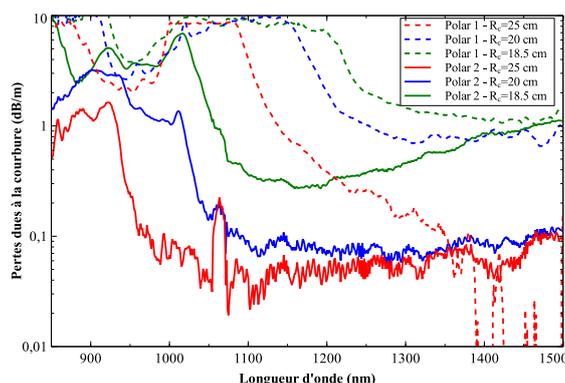


FIGURE 4 : Extra-pertes dues à la courbure pour les deux polarisations (traits pleins et pointillés) et pour des rayons de courbures R_c de 25 cm (rouge), 20 cm (bleu) et 18,5 cm (vert).

La figure 4 représente les pertes supplémentaires induites par la courbure de la fibre pour les deux états de polarisation à 1050 nm pour des rayons de courbure de 18,5 à 25 cm. Nous pouvons constater qu'un seul état de polarisation reste alors guidé comme cela était prévu par les résultats numériques.

CONCLUSION

A partir du design de fibre de Bragg pixélisée, nous avons réalisé une fibre possédant un comportement monomode pour l'un de ses axes propres avec un diamètre de mode de $26 \mu\text{m}$ à 1050 nm. Cette fibre est biréfringente avec une biréfringence de 8×10^{-5} et flexible jusqu'à des rayons de courbure de 20 cm. Des études numériques montrent que le diamètre de mode peut être augmenté jusqu'à $35 \mu\text{m}$ tout en conservant la même biréfringence et la même flexibilité à la condition d'utiliser un méplat pour orienter la courbure dans une direction donnée. Ces études seront présentées lors de la conférence.

Remerciements : ce travail a été partiellement soutenu par le CPER Photonics for Society P4S et par BPI France dans le cadre du projet PSPC 4F.

RÉFÉRENCES

- [1] A. V. Mitrofanov, Y. M. Linik, R. Buczynski, D. Pysz, D. Lorenc, I. Bugar, A. A. Ivanov, M. V. Alfimov, A. B. Fetodov and A. M. Zheltikov, "Highly birefringent silicate glass photonic-crystal fiber with polarization-controlled frequency-shifted output : A promising fiber light source for nonlinear Raman microspectroscopy," *Opt. Express*, vol. 14, pp. 10645–10651, 2006.
- [2] R. du Jeu, R. Dauliat, D. Darwich, A. Benoit, R. Jamier, K. Schuster and P. Roy, "Broadband single-mode single-polarization passive fully aperiodic large-pitch fibers," *Opt. Letters*, vol. 42, pp. 1672–1675, 2017.
- [3] A. Baz, G. Bouwmans, L. Bigot and Y. Quiquempois, "Pixelated high-index ring Bragg fibers," *Opt. Express*, vol. 20, pp. 18795–18802, 2012.
- [4] J. Yehouessi, A. Baz, L. Bigot, G. Bouwmans, O. Vanvincq, M. Douay and Y. Quiquempois, "Design and realization of flexible very large mode area pixelated Bragg fibers," *Opt. Letters*, vol. 40, pp. 363–366, 2015.
- [5] O. Vanvincq, J. Yehouessi, G. Bouwmans, L. Bigot and Y. Quiquempois, "Pixelated Bragg fibers : bandgap guiding, generalized half-wave stack condition, and application to large mode area fibers," *Opt. Soc. Am. B*, vol. 32, pp. 1986–1992, 2015.

Génération de supercontinuum dans une fibre optique capillaire remplie de Toluène

Gil Fanjoux¹, Samuel Margueron², Jean-Charles Beugnot¹ & Thibaut Sylvestre¹

¹ Institut FEMTO-ST, UMR 6174 CNRS – Université Bourgogne Franche-Comté, 25030 Besançon

² Laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes, Université de Lorraine et CentraleSupélec, 57070 Metz

gil.fanjoux@univ-fcomte.fr

RÉSUMÉ

Nous démontrons expérimentalement la génération d'un spectre supercontinuum de 550 nm à 880 nm dans une fibre optique à cœur liquide en régime picoseconde et en régime de dispersion normale forte, grâce à l'excitation de plusieurs raies Raman du liquide (toluène) et du processus de diffusion Raman-Kerr stimulée.

MOTS-CLEFS : *supercontinuum ; fibre à cœur liquide ; diffusion Raman multi-raies ; diffusion Raman-Kerr stimulée*

1. INTRODUCTION

Les fibres optiques à cœur liquide (FOCL) ont récemment prouvé leur potentiel attractif pour des applications de conversion de fréquence et de génération de supercontinuum (SC) [1-5]. Leurs nombreux avantages par rapport aux fibres optiques à cœur silice comprennent notamment une large fenêtre spectrale de transparence allant du visible à l'infrarouge moyen, des non-linéarités matérielles de type Kerr et Raman plus fortes, et enrichies par des processus physiques spécifiques aux liquides comme la dynamique de réorientation moléculaire pour les molécules anisotropes [6]. Nous démontrons ici, pour la première fois à notre connaissance, la génération d'un supercontinuum visible dans un capillaire avec un cœur rempli de toluène, en régime de dispersion normale forte et avec des impulsions lasers picosecondes à 532 nm. Nous montrons notamment que le SC est généré par les effets combinés de la diffusion Raman en cascade avec excitation de plusieurs raies vibrationnelles du toluène et de la diffusion Raman-Kerr stimulée (SRKS) mettant en jeu la dynamique réorientationnelle moléculaire. La dynamique spectro-temporelle de la génération de SC est également étudiée au moyen de simulations numériques de l'équation non linéaire de Schrödinger.

2. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET NUMERIQUES

Dans cette expérience, nous avons utilisé une fibre capillaire remplie de toluène de 2 m de long et de 9 μm de diamètre de cœur, pompée par un laser Nd:YAG doublé délivrant des impulsions de 18 ps à 532 nm. Lors de l'augmentation de l'énergie pompe injectée, nous avons clairement identifié différents processus physiques responsable de la génération du SC. Les principaux processus mis en jeu sont la diffusion Raman en cascade excitant préférentiellement deux raies vibrationnelles, ainsi que la diffusion Raman-Kerr stimulée (SRKS). Ce dernier processus permet un fort élargissement spectral côté Stokes des raies Raman grâce à la relaxation réorientationnelle des molécules liquides fortement anisotrope [6]. Ces processus sont clairement visibles expérimentalement sur la figure 1(a) qui montre l'évolution des spectres en sortie de la fibre à cœur liquide en fonction de l'énergie de la pompe de 3 nJ à 200 nJ. Comme on peut le voir, la génération d'un SC plat et large de 550 nm à 870 nm est obtenue pour l'énergie de pompe la plus élevée, contrairement à un spectre discontinu de raies fines correspondant aux raies Raman du liquide intuitivement attendu.

La dynamique SC se comprend à partir de l'évolution spectrale en fonction de l'énergie de la pompe. A basse énergie, nous observons deux raies vibrationnelles Raman en cascade décalées de 30 THz et 60 THz, respectivement (flèches verticales bleues dans la Fig. 1(a)), provenant du mode

vibrationnel de respiration moléculaire de l'anneau aromatique (ArB). Pour une énergie injectée supérieure, un pic Raman supplémentaire apparaît décalé de 92 THz par rapport à la pompe (flèche rouge horizontale dans la Fig. 1(a)), correspondant au mode de vibration d'étirement symétrique C-H de l'anneau aromatique (ArS). Ce mode de vibration est amplifié, bien que son gain Raman soit moitié inférieur à celui du mode ArB, en raison du régime transitoire Raman quasiment atteint. Une fois généré et amplifié, ce pic Raman étroit spectralement joue le rôle d'une pompe secondaire et génère à son tour d'autres pics Raman ArB et ArS indiqués par les flèches bleues et rouges de la Fig. 1(a). Le fort élargissement spectral visible pour toutes les raies Raman provient du processus SRKS [7].

Pour confirmer notre interprétation physique, nous avons résolu numériquement l'équation de Schrödinger non linéaire incluant l'effet Kerr, l'effet Raman (avec plusieurs modes de vibration du toluène), et la dispersion de vitesse de groupe. La figure 1(b) et (c) montre les résultats dans le domaine spectral (b) et temporel (c). L'accord avec le spectre expérimental à 17 nJ est excellent. Nous observons que l'impulsion picoseconde de la pompe à 532 nm génère simultanément les deux modes vibrationnels Raman ArB et ArS décalés respectivement de 30 THz (563 nm) et 92 THz (636 nm) par rapport à la pompe. Dans le domaine temporel, la séparation des impulsions est observée en raison de la forte dispersion normale de 120 ps.m^{-1} entre la pompe à 532 nm et la raie Raman ArS à 636 nm. Cette composante spectrale étroite et puissante peut à son tour se comporter comme une pompe secondaire et générer ses propres ordres Raman ArB et ArS. Les effets combinés de tous ces processus avec celui du SRKS conduisent à la génération d'un SC s'étendant de la pompe jusqu'à la bande d'absorption du toluène vers 870 nm, comme le montre la figure 1(a) pour le spectre d'énergie d'entrée la plus élevée.

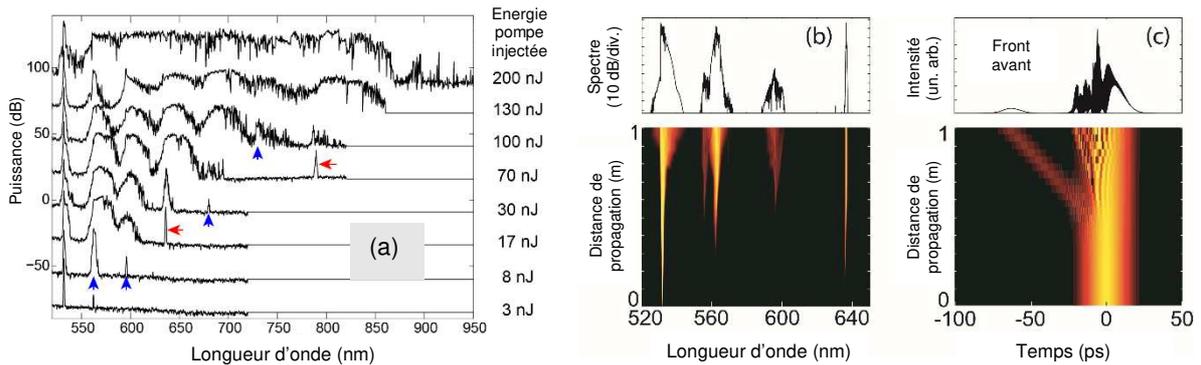


Figure 1 : (a) Evolution des spectres expérimentaux en sortie de fibre FOCL avec l'énergie pompe injectée. Voir le texte pour la signification des flèches rouges et bleues. (b) et (c) Simulations numériques dans le domaine temporel et spectral à partir de l'équation de Schrödinger non linéaire généralisée incluant le spectre Raman du toluène, l'effet Kerr, et la dispersion.

CONCLUSION

Nous avons démontré la génération d'un supercontinuum de 550 nm à 880 nm en utilisant une simple fibre optique capillaire remplie de toluène liquide. Ce résultat a été obtenu en pompant la fibre en régime de dispersion normale forte avec des impulsions picosecondes à 532 nm. Le régime picoseconde permet l'excitation de plusieurs modes de vibration Raman présentant des gains Raman différents, et qui sont fortement élargis par le processus de diffusion Raman-Kerr stimulée. Cette nouvelle approche montre le grand potentiel des fibres optiques à cœur liquide pour la génération efficace de supercontinuum.

Les auteurs remercient le projet ANR LABEX Action (LABEX ACTION ANR-11-LABX-0001-01).

RÉFÉRENCES

- [1] S. Lebrun, P. Delaye, R. Frey, and G. Roosen, "High-efficiency single-mode Raman generation in a liquid-filled photonic bandgap fiber", *Opt. Lett.*, vol. 32, pp 337-339, 2007.

- [2] S. Kedenburg, T. Gissibl, T. Steinle, A. Steinmann, and H. Giessen, "Towards integration of a liquid-filled fiber capillary for supercontinuum generation in the 1.2–2.4 μm range", *Opt. Exp.*, vol. 23, pp 231073, 2015.
- [3] L. Xiao, N. V. Wheeler, N. Healy, and A. C. Peacock, "Integrated hollow-core fibers for nonlinear optofluidic applications", *Opt. Express*, vol. 21, pp 28751, 2013.
- [4] G. Fanjoux, S. Margueron, J.-C. Beugnot, & T. Sylvestre, "Supercontinuum generation by stimulated Raman–Kerr scattering in a liquid-core optical fiber", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 34, pp1677-1683, 2017.
- [5] M. Chemnitz, M. Gebhardt, C. Gaida, F. Stutzki, J. Kobelke, J. Limpert, A. Tünnermann & M. A. Schmidt, "Hybrid soliton dynamics in liquid-core fibres", *Nat. Comm.*, vol. 8, pp 42, 2017.
- [6] G. Fanjoux, A. Sudirman, J.-C. Beugnot, L. Furfaro, W. Margulis, and T. Sylvestre, "Stimulated Raman–Kerr scattering in an integrated nonlinear optofluidic fiber arrangement", *Opt. Lett.*, vol. 39, pp 5407-5410, 2014.
- [7] G.S. He and P.N. Prasad, "Stimulated Kerr scattering and reorientation work of molecules in liquid CS_2 ", *Phys. Rev. A*, vol. 41, pp 2687, 1990.

Génération de supercontinuum par cascade de mélanges à quatre ondes intermodaux dans une fibre optique multimode à saut d'indice

S.Perret¹, G. Fanjoux¹, L. Bigot², J. Fatome³, G. Millot³, J. M. Dudley¹, & T. Sylvestre¹

¹ Institut FEMTO-ST, UMR 6174 CNRS – Université Bourgogne Franche-Comté, 25030 Besançon

² Univ. Lille, CNRS, UMR 8523 - PhLAM - Physique des Lasers Atomes et Molécules, F-59000 Lille, France

³ Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, CNRS, Université Bourgogne Franche-Comté, 21000 Dijon, France

solveig.perret@femto-st.fr

RÉSUMÉ

Nous démontrons la génération d'un supercontinuum allant de 560 nm à 2350 nm en injectant un laser picoseconde à 1064 nm dans une fibre optique multimode à saut d'indice via des processus en cascade de mélanges à quatre ondes intermodaux et de diffusion Raman stimulée.

MOTS-CLEFS : *supercontinuum ; fibre multimode ; mélange à quatre ondes intermodal*

1. INTRODUCTION

L'étude des interactions intermodales non linéaires dans les fibres multimodes (MMF) a récemment connu un regain d'intérêt en raison de démonstrations expérimentales probantes dans des domaines émergents de la physique des lasers et de l'optique guidée [1]. Plus précisément, il a été démontré que les MMFs possèdent des propriétés modales spécifiques responsables d'effets spatio-temporels non linéaires fondamentalement différents de ceux observés dans les fibres monomodes standards. Il s'agit notamment de l'observation de solitons multimodes [2], du mélange à quatre ondes intermodal (FWM) [3,5], des instabilités géométriques paramétriques [5], de l'auto-nettoyage spatial de faisceau [6] et de la génération de supercontinuum (SC) [7,8].

Les observations les plus récentes ont été effectuées dans des fibres MMF à gradient d'indice présentant une faible dispersion intermodale, bien que des mélanges intermodaux non linéaires aient également été signalés dans des fibres à saut d'indice avec des faisceaux de Bessel [9]. Dans ce travail, nous étendons l'étude aux fibres à saut d'indice ayant un faible nombre de modes à la fréquence de la pompe afin de montrer qu'elles peuvent présenter des processus de FWM intermodal ainsi que la génération de SC [9]. Nous démontrons en particulier la génération d'un SC (560-2350 nm) en couplant un laser Nd:YAG Q-switched picoseconde à 1064 nm dans une fibre silice dopée germanium de 50 m de long et 15 μm de diamètre de cœur.

2. RESULTATS ET DISCUSSION

La figure 1(a) présente un schéma de montage expérimental et les principaux modes LP supportés par la fibre optique à 1064 nm. Le SC a été mesuré à l'aide de trois spectromètres optiques différents (OSA) pour couvrir toute la gamme de longueurs d'onde, et la distribution modale des bandes latérales générées par FWM a été imagée à l'aide d'un réseau de diffraction et d'une caméra CCD. La figure 1(b) montre le spectre du SC généré en sortie de 50 m de fibre avec un rendement de couplage maximal (puissance crête de sortie de 26 kW). L'encart montre le mode optique en champ lointain dans le visible. La longueur d'onde de dispersion nulle pour cette fibre étant à 1300 nm, la pompe est donc en régime de dispersion normale. Dans ce cas, la génération du SC résulte d'une diffusion Raman stimulée en cascade pour l'élargissement dans l'infrarouge, et d'un processus de FWM intermodal à grand saut spectral pour l'extension vers le visible.

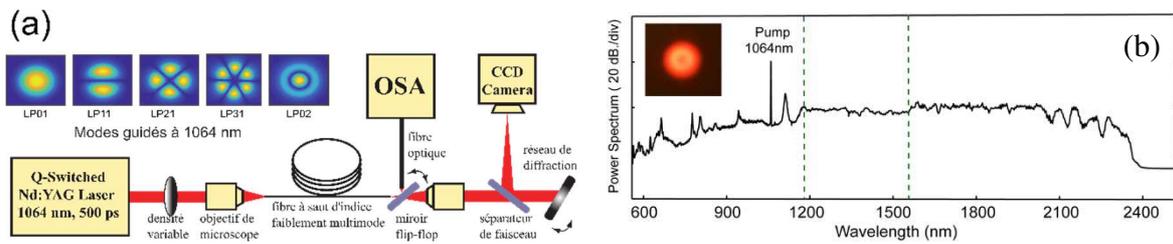


Figure 1 : (a) montage expérimental et (b) spectre du SC (560 nm \rightarrow 2350 nm) généré dans la fibre à saut d'indice de 50 μ m de long, mesuré avec 3 spectromètres optiques différents (les lignes en pointillés indiquent les 3 gammes de mesure utilisées). Puissance crête de sortie : 26 kW.

Afin d'identifier clairement les mécanismes physiques sous-jacents, des expériences complémentaires ont été réalisées dans une fibre plus courte de 5 m de long. La figure 2 montre les spectres en sortie de fibre en fonction de la puissance de pompe ainsi que les images en champ lointain des bandes latérales modales générées. Nous observons la génération d'une raie Raman Stokes de premier ordre à 1110 nm, et de deux bandes latérales paramétriques étroites à 968 nm et 1174 nm générées dans les modes LP01 et LP11 par FWM intermodal impliquant deux photons dans un mode de pompe mixte LP01-11 (voir Fig. 2(b)). A puissance plus élevée, le processus FWM intermodal impliquant la pompe à 1064 nm génère un signal à 948 nm et un idler à 1210 nm (non visible sur la Fig. 2(a)). Les deux signaux à 948 et 968 nm sont alors suffisamment puissants pour générer deux autres bandes latérales paramétriques à 779 nm (LP01) et à 667 nm (LP02), respectivement, par cascade de FWM intermodal. Ces résultats expérimentaux sont confirmés par des calculs d'accord de phase intermodaux utilisant les indices effectifs et les coefficients de dispersion de tous les modes en interaction, obtenus à l'aide d'un modèle numérique de fibre à saut d'indice.

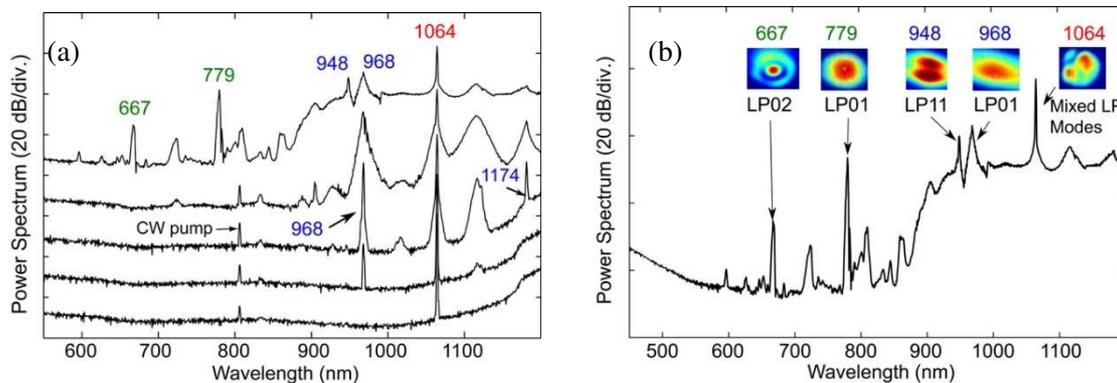


Figure 2 : (a) Spectres expérimentaux pour des puissances de pompe de 1,7 kW, 3,2 kW, 5,2 kW, 7 kW et 16,2 kW (longueur de fibre : 5 m) ; (b) Spectre de sortie pour la puissance moyenne maximale. Les longueurs d'onde des composantes spectrales générées par FWM et les images des modes LP associés sont représentées.

CONCLUSION

Ces résultats significatifs montrent que la génération d'un SC couvrant deux octaves (560-2350 nm) peut être réalisée dans une fibre à saut d'indice standard ne propageant que quelques modes et étant pompée en régime de dispersion normale avec un laser à 1064 nm. Nous avons identifié l'élargissement spectral comme résultant de la diffusion Raman en cascade et du mélange quatre ondes intermodal non linéaire. Les résultats démontrés dans ce travail pourraient fournir une approche pratique et novatrice de la génération efficace de SC avec une pompe éloignée de la longueur d'onde de dispersion nulle des fibres optiques.

RÉFÉRENCES

- [1] L. G. Wright, D. N. Christodoulides, F. W. Wise, "Controllable spatiotemporal nonlinear effects in multimode fibres," Nat. Photon., vol 9, pp306-310, 2015.
- [2] Z. Zhu, L. G. Wright, D. N. Christodoulides and F. W. Wise, "Observation of multimode solitons in few-mode fiber" Opt. Lett., vol 20, p4819, 2016.
- [3] J. Demas, G. Prabhakar, T. He, and S. Ramachandran, "Broadband and wideband parametric gain via intermodal four-wave mixing in optical fiber", in "*Conference on Laser and Electro-Optics*," (Optical Society of America, 2017), p. SM3M.1.
- [4] R. Dupiol, A. Bendahmane, K. Krupa, A. Tonello, M. Fabert, B. Kibler, T. Sylvestre, A. Barthelemy, V. Couderc, S. Wabnitz, and G. Millot, "Far-detuned cascaded intermodal four-wave mixing in a multimode fiber," Opt. Lett., vol 42, pp1293-1296, 2017.
- [5] K. Krupa, A. Tonello, A. Barthelemy, V. Couderc, B. M. Shalaby, A. Bendahmane, G. Millot, and S. Wabnitz, "Observation of Geometric Parametric Instability Induced by the Periodic Spatial Self-Imaging of Multimode Waves." Phys. Rev. Lett., vol 18, p183901, 2016.
- [6] K. Krupa, A. Tonello, B. M. Shalaby, M. Fabert, A. Barthelemy, G. Millot, S. Wabnitz, and V. Couderc, "Spatial beam self-cleaning in multimode fibres," Nat. Photon., vol 4, pp237-241, 2017.
- [7] M. A. Eftekhar, L. G. Wright, M. S. Mills, M. Kolesik, R. A. Correa, F. W. Wise and D. N. Christodoulides, "Versatile supercontinuum generation in parabolic multimode optical fibers," Opt. Exp., vol 8, p9078, 2017.
- [8] K. Krupa, C. Louot, V. Couderc, M. Fabert, R. Guenard, B. M. Shalaby, A. Tonello, D. Pagnoux, P. Leproux, A. Bendahmane, R. Dupiol, G. Millot, S. Wabnitz, "Spatiotemporal characterization of supercontinuum extending from the visible to the mid-infrared in a multimode graded-index optical fiber," Opt. Lett., vol 41, p5785, 2016.
- [9] J. Demas, P. Steinvurzel, B. Tai, L. Rishoj, Y. Chen and S. Ramachandran, "Intermodal nonlinear mixing with Bessel beams in optical fiber," Optica, vol 2, 1, 2015.

GUIDES D'ONDES A FORT CONFINEMENT PAR ECHANGE PROTON SUR TANTALATE DE LITHIUM : VERS DES APPLICATIONS NONLINEAIRES DANS L'UV

Getachew T. Ayenew¹, Hervé Tronche¹, Florent Doutre¹, Tommaso Lunghi¹, Hoda Kianirad², Pascal Baldi^{1*}, Marc De Micheli¹, Fredrik Laurell²

¹ Université Côte d'Azur, Institut de Physique de Nice, Parc Valrose, 06100 Nice, France

² Applied Physics Department, KTH, AlbaNova, Roslagstullsbacken 21, 106 91 Stockholm, Sweden

Pascal.Baldi@unice.fr

RÉSUMÉ

We used proton exchange to fabricate low loss Congruent Lithium Tantalate (CLT) planar and channel waveguides with high confinement while preserving the nonlinear properties of the crystal. Transposed to PPLT substrate, these waveguides could be used to make efficient nonlinear integrated optics especially in the UV domain.

MOTS-CLEFS : *Lithium Tantalate waveguides ; proton exchange ; nonlinear optics*

1. INTRODUCTION

Lithium Tantalate (LT) has a wider transparency range than Lithium Niobate (LN), which makes it attractive for UV generation through nonlinear optical frequency conversion such as second harmonic generation (SHG). In addition, it offers advantages in terms of high resistance to photorefractive damage [1]. Fabricating highly confining, low-loss optical waveguides on LT while preserving its nonlinear properties is still an issue, as it was previously shown that the index variation obtained using proton exchange (PE) is one order of magnitude lower than that on LN and that direct Proton Exchange (PE) erases both nonlinear coefficient and periodic domains organization as on LN. Previously we realized planar waveguides on LT using the Soft Proton Exchange (SPE) method yielding waveguides in the α -phase [2]. Some other groups also used our technique to realize LT waveguides using similar fabrication conditions [3]. Although SPE channel waveguides were realized previously, the optimization of the SPE process aiming at higher Δn , good confinement and low loss channel waveguides while preserving the nonlinear properties was not made. We report a systematic study of the realization of highly confining Congruent LT (CLT) waveguides by the various PE methods without destroying the nonlinear properties of the crystal. This work was inspired by the results we obtained with HISoPE waveguides on LN [4].

2. EXPERIMENTAL METHOD

A set of planar and channel waveguides was fabricated on z-cut CLT samples from Crystal Tech and Roditi. As proton sources, we used benzoic acid (BA) melts buffered with different amounts of lithium benzoate (LB), $q_{LB} = m_{LB}/(m_{LB}+m_{BA})$ ranging from 0.5 to 3.5%. All samples are labeled CLTx.x, x.x referring to q_{LB} . Based on our previous experience on LT [2], all the samples were processed at 330°C using a sealed metal container. The proton exchange duration was three days. For channel waveguides, waveguide widths of 5, 6, 7 and 8 μm were predefined with a silica mask, which was deposited by sputtering. The end facets of the waveguides were optical grade polished so as to efficiently couple the light into and out the waveguides. The effective indices of the modes of the different planar waveguides were measured using m-lines two-prism coupling technique at wavelength of 633nm and IWKB approximation was used to reconstruct the index profiles. The local value of the second-order nonlinear coefficient ($\chi^{(2)}$) was probed by SHG microscopy using the experimental set-up described in our previous works [5]. Propagation losses, were estimated by measuring global transmissions and coupling efficiencies. Global transmissions

were measured by injecting $1.55\mu\text{m}$ light into the waveguides using a SMF28 optical fibre and collimating the output beam on a germanium detector. Coupling efficiency, was estimated by imaging and measuring the size of the waveguide and fibre modes, using a SWIR camera.

3. RESULTS AND DISCUSSION

Effective refractive indices of different planar waveguides measured at $\lambda = 633\text{nm}$ and IWKB constructed index profiles are plotted for different Q_{LB} values as shown in figure 1. We note that for $Q_{LB} = 2.5, 3.0$ and 3.5% there are only two modes. The effective index increases of the fundamental modes respect to the extraordinary refractive index of the substrate are estimated to be 4.3×10^{-3} , 2.1×10^{-3} , and 1.6×10^{-3} for Q_{LB} values of 2.5, 3.0 and 3.5%, respectively. These waveguides are thought to be SPE. When Q_{LB} varies from 0.5 to 2.0%, the waveguides have step and gradient profiles with index increments more important than the above described SPE waveguides.

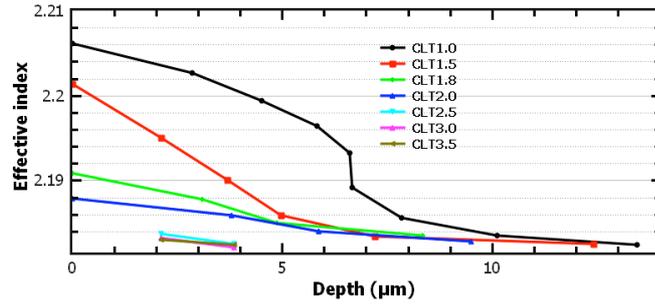


Fig. 1: Refractive index profiles of planar waveguides fabricated at $330\text{ }^\circ\text{C}$. Exchange durations: 74 hours for CLT1.0 and 72 hours for others. Channel waveguides were realized under the same fabrication conditions.

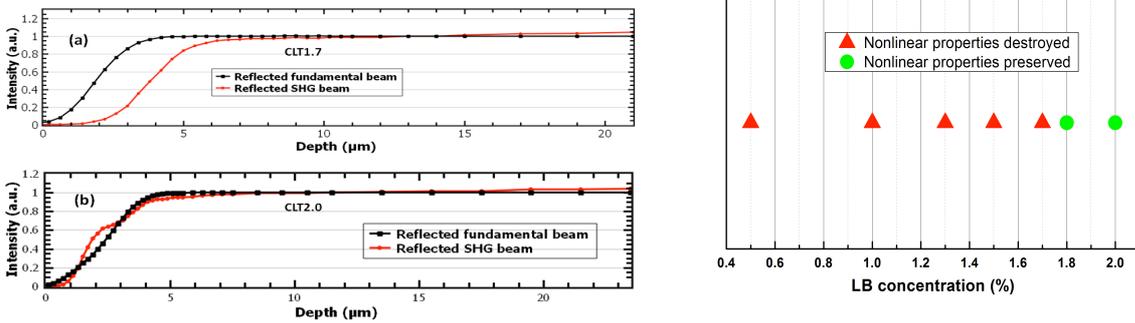


Fig. 2: Nonlinear properties of PE exchanged waveguides. (a) Nonlinear response for $Q_{LB} = 1.7\%$ showing that the nonlinear property is destroyed into the waveguide (b) Nonlinear response for $Q_{LB} = 2.0\%$ in which the nonlinear coefficient is preserved into the waveguide (c) All the Q_{LB} concentrations for which the preservation of nonlinear properties was checked. For $Q_{LB} \geq 1.8\%$ the nonlinearity is preserved.

The local value of the $\chi^{(2)}$ coefficient probed by SHG spectroscopy is shown in figure 2. Figure 2(a) shows that for $Q_{LB} = 1.7\%$ the reflected SHG and fundamental signals don't superimpose in the waveguide region ($3\mu\text{m}$ under the surface), indicating that the $\chi^{(2)}$ is destroyed due to the PE process. On the other hand, for $Q_{LB} = 2.0\%$ there is a superposition of SHG and fundamental signals indicating that the $\chi^{(2)}$ is preserved into the waveguide. Figure 2(c) shows all the Q_{LB} values for which the preservation of the nonlinearity was checked. Waveguides fabricated under more acidic conditions ($Q_{LB} \leq 1.7\%$) don't preserve the $\chi^{(2)}$ coefficient, while those fabricated under less acidic conditions ($Q_{LB} \geq 1.8\%$) preserve the nonlinear properties. CLT1.8 and CLT2.0 more likely correspond to High Index Soft Proton Exchange (HiSoPE) waveguides as was already obtained on LN. These waveguides are very attractive allowing relatively good confinement while preserving the nonlinear properties of the crystal [4].

Once the refractive index profiles and the nonlinear optical performances were verified, channel waveguides were fabricated for $Q_{LB} = 1.0, 1.5, 1.8, 2.0, 2.5,$ and 3.5% in order to

understand the evolution of coupling losses and propagation losses as Q_{LB} varies. Figure 3(b) shows the effective index increase with respect to the extraordinary refractive index of the substrate for the fundamental transverse-magnetic (TM) mode of planar waveguides located on the $+z$ face of the sample (channel waveguides are located on the $-z$ face). The refractive index increment ($\Delta n_{\text{fundamental}}$) of the measured fundamental modes vary from 0.021 for $Q_{LB} = 1.0\%$ to 0.0016 for $Q_{LB} = 3.0\%$. The butt coupling efficiencies of the waveguides with SMF28 PM optical fiber were estimated by measuring the near field mode profiles of the injecting fibre and the waveguides and by calculating the overlap integral of the measured intensity profiles. Figure 3(b) shows the LB concentration dependence of the coupling efficiency and the $1/e^2$ lateral mode size of $8\mu\text{m}$ channel waveguides. Although $\chi^{(2)}$ is preserved for higher Q_{LB} , the waveguides are less confining increasing the coupling losses. $Q_{LB} = 1.8\%$ is an interesting fabrication condition as $\chi^{(2)}$ is not destroyed (figure 2(c)) and the coupling efficiency is acceptable (figure 3(b)). The inset shows the measured mode fields of the optical fiber (left) and a CLT1.8 channel waveguide (right). All channel waveguides (widths of 5, 6, 7 and $8\mu\text{m}$) where nonlinearity is preserved ($Q_{LB} = 1.8, 2.0, 2.5, 3.0\%$) are single mode at 1550 nm . This is important for efficient coupling with telecom single mode fibers.

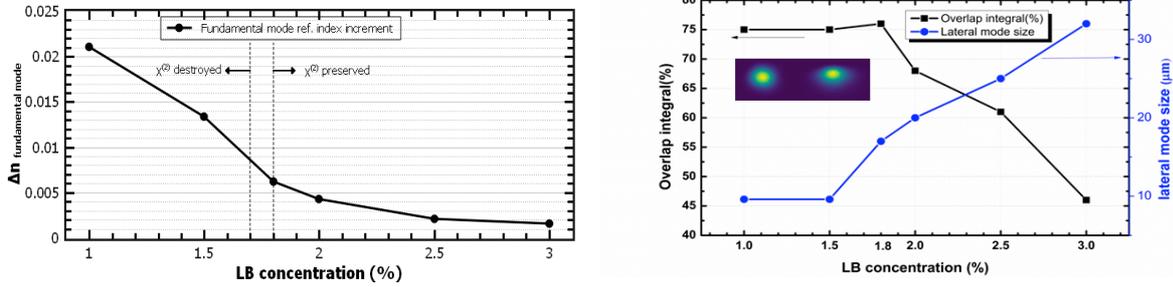


Fig. 3: (a) Effective index increase of fundamental TM modes of planar waveguides for which the channel waveguides are located on the opposite face of the sample. (b) Overlap integral and lateral mode size dependence on LB concentration (black and blue curves, respectively) for a $8\mu\text{m}$ channel width.

The propagation losses were calculated from the measured global transmissions, the calculated Fresnel losses and the coupling efficiencies. Propagation losses of 0.2-0.3 dB/cm were obtained for HISoPE channel waveguides (CLT2.0 and CLT1.8) providing good confinements with preserved nonlinear properties. These propagation losses are comparable to SPE LN waveguides fabricated in our group. Some of the waveguides had higher losses ($\sim 1-1.5\text{ dB/cm}$), which was attributed to photolithography problems during the waveguide fabrication process. Unlike LN HISoPE channel waveguides where polarization conversion introduced high propagation losses [4], TM to TE polarization conversion was not observed in any of the LT channel waveguides we made.

CONCLUSION

The proton exchange method was used for the fabrication of CLT channel and planar waveguides. Optimization of the PE process was made to fabricate good confining and low loss HISoPE waveguides ($Q_{LB} = 1.8, 2.0\%$) without destroying the nonlinear properties of the crystal. The overall results are a good indication that the soft proton exchange method on Congruent Lithium Tantalate is an efficient method for the realization of high performance waveguides with low insertion and propagation losses, which can potentially be used to realize optically nonlinear devices. This process has now to be transferred to PPLT substrates.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Marangoni *et al.*, Opt. Express, Vol. 14, pp. 248-253, Jan. 2016.
- [2] V Rastogi *et al.*, Optical Materials, vol. 15, pp. 27-32, 2000.
- [3] A. C. Busacca *et al.*, Appl. Phys. Lett., vol. 93, pp.121117, 2008.
- [4] O. Stepanenko *et al.*, JLT, vol. 34, no. 9, pp. 2206-2212, 2016.
- [5] K. El Hadi *et al.*, JOSA B, vol. 14, no. 11, pp. 3197-3203, 1997.

HIGH PEAK POWER DOPPLER LIDAR BASED ON A 1.5 μ M COMPRESSIVE-STRAINED-SINGLEMODE FIBER AMPLIFIER

L. Lombard, B. Augère, A. Durécu, D. Goular, F. Gustave, M. Valla, A. Dolfi-Bouteyre

ONERA – The French Aerospace Lab, BP 80100, F-91123 Palaiseau, France

laurent.lombard@onera.fr

RÉSUMÉ

Wind Doppler coherent lidars based on pulsed single frequency fiber sources are usually limited by SBS (stimulated Brillouin Scattering) in the final fiber booster. This nonlinear effect limits the peak power achievable to around 50-100W in singlemode fibers, 200-300W in commercial LMA (large mode area) fibers and up to 2kW in specialty fibers. Onera has developed a patented SBS mitigation technique using compressive strain on fibers. This technique has been applied to a singlemode fiber amplifier and a peak power of up to 300W has been generated before the arising of SBS. This peak power is comparable to LMA fiber booster performances with additional advantages: the singlemode geometry allows using standard telecom fiber components and optimizes coherent mixing with the singlemode local oscillator. We present the details of this technique, the achieved laser performances and tests results of a lidar using this compressive-strained-source.

MOTS-CLEFS : *fiber amplifier, lidar, nonlinear optics*

1. INTRODUCTION

Coherent wind Lidars are increasingly used for wind measurement and turbulence assessment with applications in wind farm projects optimization or aircraft security during take-off and landing. Laser pulses are emitted through the atmosphere and wind speed is measured using Doppler-induced frequency shift on the backscattered laser light. [1] Laser sources with excellent spatial beam quality, narrow linewidth and typical pulse duration ranging from ~ 100 ns to 1 μ s are required. Pulsed master oscillator power fiber amplifiers (MOPFA) at 1.5 μ m are well adapted, versatile sources but with peak power limited in typical fibers to a few 100s W by nonlinear effects especially Stimulated Brillouin Scattering (SBS).

SBS limits the peak power achievable to around 50-100W in singlemode fibers, 200-300W in commercial LMA (large mode area) fibers and up to 2kW in specialty fibers. Onera has developed a several patented SBS mitigation techniques using compressive strain on fibers.

2. SBS MITIGATION IN SINGLEMODE FIBERS BY COMPRESSIVE STRAIN GRADIENT

The first technique consists of a mechanical structure applying tensile strain distribution along the fibre length [1]. The second patented technique we developed is based on a compressive strain distributed along the fibre [2]. This technique reduces considerably the fibre aging.

The principle of the compression technique is presented in Fig.1 left. We place the fibre in a plastic tube and elongate the tube of a certain percentage of its initial length. The next step is to glue the fibre in the tube and release the tube in order to recover its initial length. By doing so, we apply a longitudinal compressive constraint on the fibre.

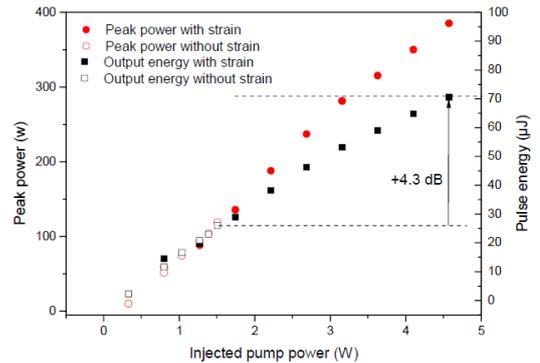
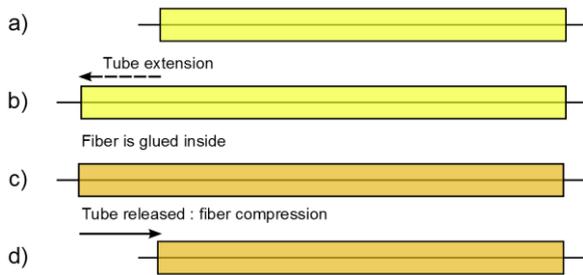


Figure 1 : (left) Principle scheme of the compression strain procedure patented by ONERA; (right) Output peak power and Pulse energy as a function of the pump power with and without applying the compressive strain gradient on the amplifier.

Fig. 1 right presents the peak power and pulse energy that we obtained with this amplifier. The compressive strain gradient allowed us to reach 385 W peak power instead of the 120 W limit corresponding to P_{sbs} without strain. We then achieved an increase of 5.1 dB on the SBS threshold resulting in a 385 W single mode fibre amplifier whereas commercial ones are limited to powers below 100 W [3][1][3]. The amplifier is spliced to a 15 cm long PM1550 single mode pigtail to allow transport of the optical power at the end output.

Thanks to this technique, we built a high peak power, 1.5 μ m compressive-strained-singlemode fiber amplifier with the performances of a LMA fibre amplifier and the advantages of a singlemode fiber amplifier: beam quality and direct splice to further standard singlemode components.

To perform Lidar tests with this amplifier, we replaced the single mode pigtail by a fiber circulator. In this configuration and for 200-ns pulses, the output peak power is 295 W and the pulse energy is 57 μ J.

3. DOPPLER LIDAR TESTS

In order to compare the compressive-strained-singlemode fiber (CSSF) amplifier and the LMA fiber amplifier performances in a lidar configuration, we have built the two coherent wind lidars as shown in figures 2 and 3.

Aerosols present in the atmosphere will backscatter a very small part of the laser beam. Thanks to a quarter waveplate, the backscattered beam is separated from the output beam on a polarizing beam splitter and coupled into a singlemode fiber. The coupled light is mixed with the local oscillator and the resulting light is detected for further signal processing. In the case of CSSF amplifier, a fiber circulator can advantageously replace the polarizing beam splitter, associated collimators and quarter waveplate thanks to the fact that the EDFA output fiber is singlemode and compatible with standard components.

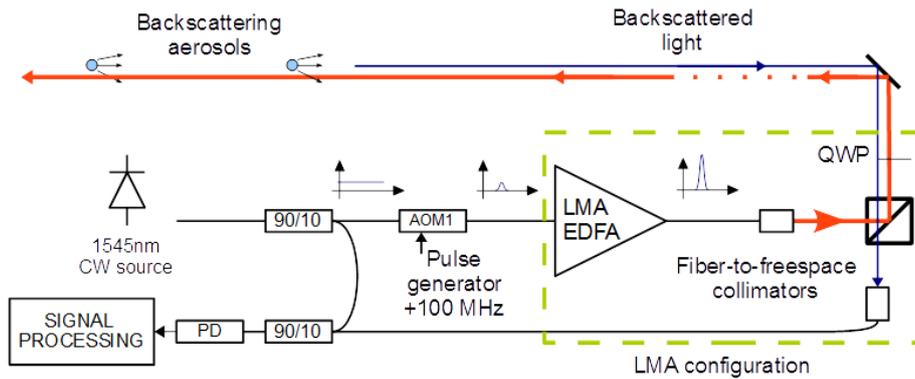


Fig.2 Principle of a wind lidar using a LMA fiber amplifier. AOM : acousto-optic modulator ; EDFA : erbium doped fiber amplifier ; QWP quarter waveplate ; PD photodiode. The quarter wave allows coupling of back-scattered light to collection fiber optics. The dashed rectangle delimits the amplifier and optics to be replaced by a CSSF amplifier and a fiber optical circulator. Fiber paths are represented in black, free-space emission in red and free-space backscattered light in blue.

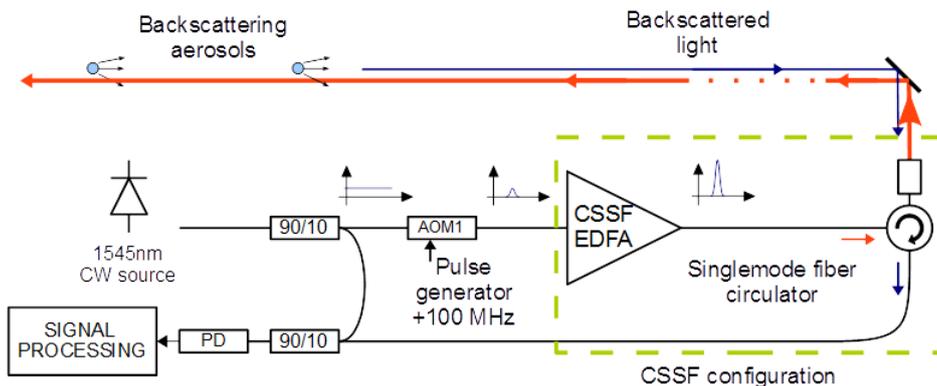


Fig. 3 LIDAR setup with CSSF laser source and circulator. Fiber paths are represented in black, free-space emission in red and free-space backscattered light in blue.

We compare the performances of the wind LIDAR driven by a LMA-amplifier (190 W peak power and 36 μJ pulse energy) and the same wind LIDAR driven by the CSSF amplifier (295 W peak power output and 57 μJ pulse energy).

CONCLUSION

We have developed a CSS amplifier with a peak power comparable to LMA fiber booster performances with additional advantages: the singlemode geometry allows using standard telecom fiber components such as circulators and optimizes coherent mixing with the singlemode local oscillator. This CSS amplifier has been implemented in a lidar and compared to a LMA amplifier. Results of this comparison will be shown and discussed in the talk.

RÉFÉRENCES

- [1] Canat, G. and Lombard, L. and Gouët, J.L. and Fleury, D. (2016) Optic fiber amplifier having a high Brillouin threshold and method for making such an amplifier. Patent US9236704 B2
- [2] Canat, G. and Renard, W. and Lombard, L. and Fleury, D. Device comprising an optical fiber having a high Brillouin threshold and method for manufacturing such a device. Patent US9653875 B2
- [3] G. Canat, S. Makon-Makon, L. Lombard, J. Le Gouët, A. Durécu, « High peak power Erbium-Ytterbium single frequency pulsed fiber amplifier using a compressive strain gradient », SM4Q.6, CLEO 2016

HIGH-POWER ULTRAFAST FIBER LASER SYSTEM AT 3 μM

K. Guesmi¹, A. Haboucha^{1,2}, A. Ayoub¹, S. Idlahcen¹, T. Godin¹, A. Hideur¹

¹ CORIA, CNRS-INSA-Université de Rouen, Normandie Université, 76801 Rouen, France

² Photonics Bretagne, 4 Rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France

RÉSUMÉ

We report on the realization of an ultrafast Erbium doped ZBLAN fluoride fiber laser system operating around 2.8 μm . The master-oscillator-power-amplifier (MOPA) system is based on a passively mode-locked seed oscillator featuring nonlinear polarization evolution. The oscillator produces a stable pulse train with 650 pJ energy per pulse at a repetition rate of 49 MHz. The generated pulses are then amplified in a double-clad Er-doped fiber pumped by a high power laser diode at 980 nm. The amplifier delivers more than 340 mW average power which corresponds to 7 nJ pulse energy.

MOTS-CLEFS : *ultrafast fiber laser; mid-infrared; fluoride fiber; mode locking*

1. INTRODUCTION

The mid-infrared (MIR) spectral window is often referred to as the molecular fingerprint region since it coincides with the vibrational–rotational absorption lines of many molecules and contains several atmospheric transmission windows. Laser sources operating in this region are very interesting for a wide range of applications including spectroscopy, frequency metrology or defense and security [1]. Benefiting from the interesting properties of fibers, mid-infrared fiber lasers are in great demand owing to their compactness, excellent beam quality and simplicity. The development of these sources was highly motivated by the maturity of the new class of fluoride fibers and especially by the availability of high-quality double-clad fibers supporting high peak powers. Mid-infrared fiber lasers require a low phonon energy glass to reduce the rate of non-radiative transitions that quenches the upper lasing state population which in turn increases the threshold for laser operation and reduces the overall efficiency. In this context, ZBLAN fiber is a kind of fluoride glass that has been extensively used as glass host for rare-earth ions for laser emission in the mid-IR wavelength regions thanks to its low intrinsic loss, wide transparency window (up to 4 μm), and small phonon energy [2]. Based on this fiber, several class of lasers have been developed near 3 μm owing to the efficient emission bands of Er^{3+} (2.75 μm) and Ho^{3+} (2.85 μm) cations in fluoride glass fibers that can be readily pumped by standard near-infrared laser diodes. The direct generation of femtosecond pulses around 3 μm from a fiber laser has been firstly demonstrated in passively mode-locked Er-doped fluoride fiber oscillators using the ${}^4I_{11/2} - {}^4I_{13/2}$ transition [3, 4]. However, the emission band of this transition coincides with a region of high water vapor absorption which can limit laser performances in terms of pulse duration and peak power [5]. The exploitation of holmium as a gain medium in order to shift the central emission wavelength to nearly 2.9 μm has permitted the achievement of record-high energy levels (7.6 nJ) with femtosecond pulse duration (180 fs) from a mode-locked oscillator [6]. In this communication, we report on the development of a compact femtosecond Er-ZBLAN fiber laser system operating around 2.8 μm . The laser generates highly-stable sub-picosecond pulse train with 7 nJ energy at 49 MHz repetition rate.

2. EXPERIMENTAL SET-UP AND RESULTS

The experimental setup of the laser is illustrated in Figure 1. The oscillator consists in a unidirectional ring cavity mode-locked by nonlinear polarization evolution (NPE). The cavity contains 3 m of double-clad Er-fluoride fiber, provided by *Le Verre Fluoré* company. The fiber has a heavily Er-doped core with 15 μm diameter (NA=0.12) surrounded by a 260 μm diameter cladding. The circular symmetry of the cladding is broken by two parallel flats separated by 240 μm . A fluoroacrylate polymer of lower refractive index surrounds this cladding, enabling multimode propagation of the pump beam (NA 0.46).

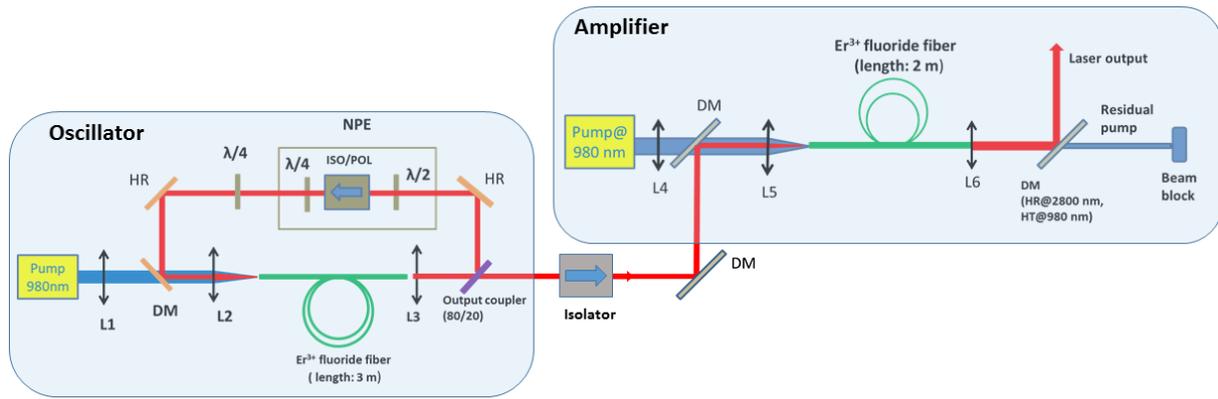


FIGURE 1 : Schematic diagram of the MOPA system : DM= dichroic mirror; L1&L4 : molded glass aspheric lens ($f=8\text{mm}$); L2 to L6 : aspheric ZnSe lenses ($f_1=f_5=6.5\text{ mm}$, $f_2=f_6=12.5\text{ mm}$); HR : high-reflection mirror; $\lambda/2$: half wave-plate; $\lambda/4$: quarter wave-plate.

According to a recent work, the dispersion of this fiber was estimated to $\beta_2 = -0.086\text{ ps}^2/\text{m}$ at $2.8\text{ }\mu\text{m}$ [7]. The fiber was pumped with a multimode laser diode that produces continuous power at 980 nm . The pump beam was collimated using a molded glass aspheric lens L1 ($f=8\text{ mm}$) and combined inside the cavity through a dichroic mirror (DM). The pump and signal beams are focused inside the fluoride fiber using an aspheric ZnSe lens L2 ($f=6.5\text{ mm}$). A supplementary aspheric ZnSe lens L3 ($f=12.5\text{ mm}$) was used after the fiber output to collimate the signal at $2.8\text{ }\mu\text{m}$.

Mode-locking is initiated and stabilized by nonlinear polarization evolution (NPE) through the use of a quarter wave plate, a half-wave plate, and an optical isolator. The latter also acts as a polarizer and ensures a unidirectional propagation of the laser signal in the ring cavity. An additional quarter wave plate was used to refine the mode locking performances.

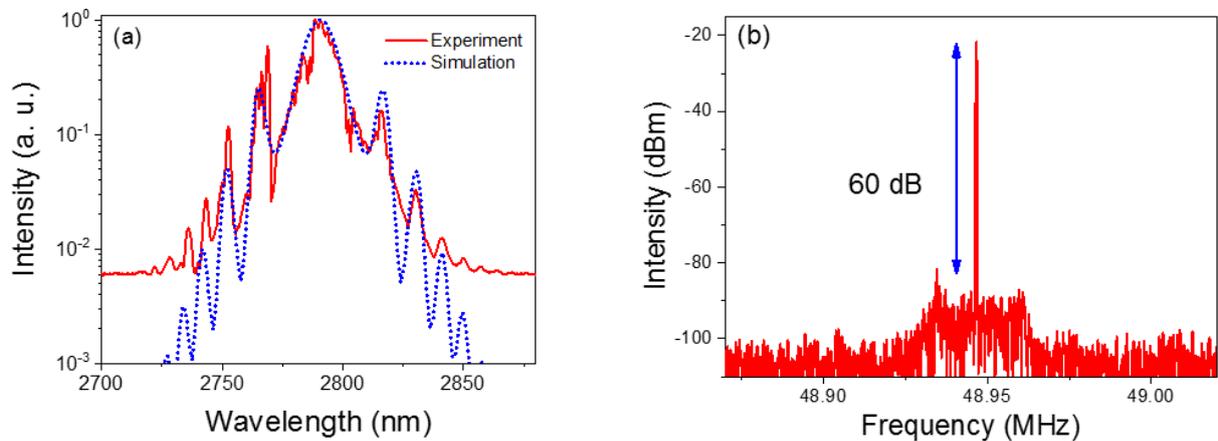


FIGURE 2 : (a) Measured and calculated spectra at the oscillator output. (b) Corresponding RF spectrum.

For a pump power of about 2 W , and for a proper adjustment of the wave plates, the ring laser operates in a sustained and stable mode-locking operation which can be maintained over several hours. The corresponding laser outputs are depicted in Fig. 2. The output spectrum exhibits a typical hyperbolic-secant shape with strong peaks symmetrically distributed on both sides of the central wavelength. These spectral features, referred to as Kelly sidebands, are a clear evidence that the laser operates in the soliton regime [8]. Using a simplified scalar model, the main features of the mode-locked laser can be captured as shown in Fig. 2. Indeed, numerical simulations are in excellent agreement with experiments in terms of

pulse energy and spectral shape. The pulse duration predicted numerically (not measured experimentally yet) is 320 fs. The oscillator delivers about 32 mW, which corresponds to pulse energy of 650 pJ. The radio-frequency spectrum exhibits only one noise sub-structure spanning in the range -200 to +200 KHz. The associated energy fluctuations are estimated to less than 3% rms.

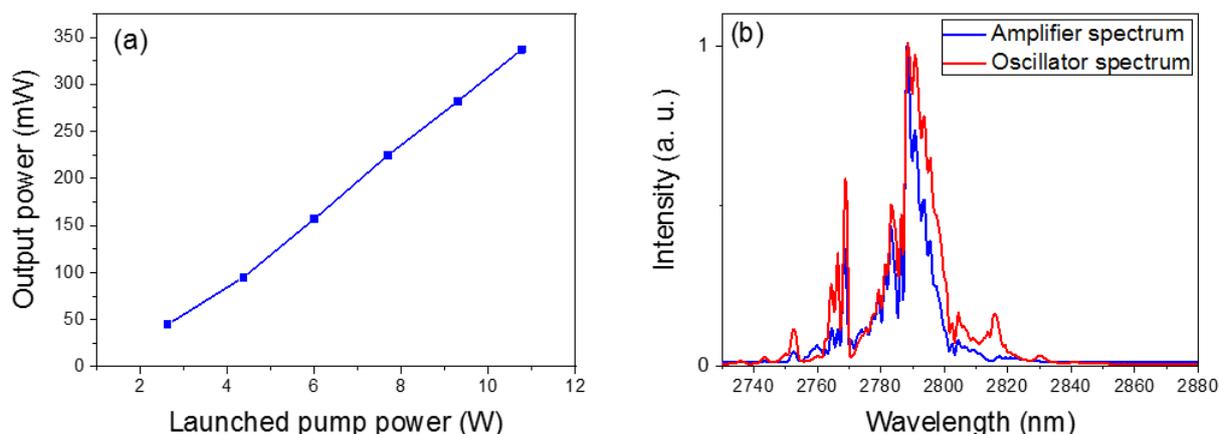


FIGURE 3 : (a) MOPA output power versus pump power. (b) Output spectra from the seed and amplifier.

The output signal from the passively mode-locked laser was then injected to the amplifier stage which is based on a 2 m long Er-fluoride fiber and pumped with a high power laser diode at 980 nm. The evolution of the output power of the amplified signal at $2.8 \mu\text{m}$ as function of the launched pump power is shown in Fig. 3(a). It exhibits a linear evolution and reaches 340 mW, only limited by the available pump power. The amplified pulses exhibit some spectral narrowing at long wavelengths which can be attributed to signal reabsorption by Er^{3+} ions (Fig. 3(b)).

CONCLUSION

We have demonstrated a compact mid-infrared fiber laser based on zirconium-fluoride glass fiber. The multi-nanojoules femtosecond laser system provides an alternative route for specific applications in the mid-infrared and overcomes the complexity and the high cost of current sources. More details on the laser operation and its exploitation for supercontinuum generation in nonlinear fibers will be given during the conference.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work was supported by the French Agence Nationale de la Recherche through the LabEx EMC3 program and BISCOT (ANR-16-CE08-0031-01) project, the European Union with the European Regional Development Fund and the Regional Council of Normandie.

REFERENCES

- [1] A. Schliesser, N. Picquè, and T. W. Hänsch, *Nat. Photonics* 6, 440 (2012).
- [2] S. D. Jackson, *Nat. Photonics* 6, 423–431 (2012).
- [3] T. Hu, S. Jackson, and D. Hudson, *Opt. Lett.* 40, 4226 (2015)
- [4] S. Duval, M. Bernier, V. Fortin, J. Genest, M. Piché, and R. Vallée, *Optica* 2, 623 (2015)
- [5] N. Caron, M. Bernier, D. Faucher, and R. Vallée, *Optics Express*, Vol.20, No.20, (2012).
- [6] A. Haboucha, V. Fortin, M. Bernier, J. Genest, Y. Messaddeq, and R. Vallée, *Opt. Lett.* 39, No. 11 / June 1, 2014
- [7] S. Antipov, D. D. Hudson, A. Fuerbach, and S. D. Jackson, *Optica* 3, 1373-1376 (2016).
- [8] S. Kelly, *Electron. Lett.* 28, 806 (1992).

LASERS A FIBRE BIFREQUENCES STABILISES PAR REINJECTION OPTIQUE

M. Guionie¹, A. Thorette¹, M. Romanelli¹, A. Carré¹, G. Loas¹, E. Pinsard², L. Lablonde²,
B. Cadier², M. Alouini¹, M. Vallet¹ et M. Brunel¹

¹Univ Rennes, CNRS, Institut FOTON - UMR 6082, F-35000 Rennes, France

²iXblue Photonics, rue Paul Sabatier, 22300 Lannion, France

marie.guionie@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Les lasers à fibre DFB bi-polarisation sont des sources hétérodynes de choix pour les senseurs ou la photonique microonde. Dans ce cadre, nous démontrons et étudions la stabilisation du battement à 1 GHz d'un laser DFB bifréquence au moyen d'une boucle de réinjection optique décalée en fréquence. La largeur de la plage d'accrochage du battement sur un synthétiseur est proportionnelle au taux de réinjection. Le bruit de phase du battement stabilisé est de -104 dBc/Hz à 1 kHz. Des simulations numériques indiquent que la forte dissymétrie de la plage d'accrochage, observée expérimentalement, peut s'expliquer par un couplage phase-amplitude important ($\alpha > 1$).

MOTS-CLEFS : *laser à fibre, optique microonde, réinjection optique*

1. INTRODUCTION

Bien que les lasers à fibre DFB soient connus pour leur émission mono-fréquence, il a été montré que ces structures peuvent entretenir l'émission de deux polarisations orthogonales dont le décalage en fréquence est dû à la biréfringence de la fibre [1]. Dans le contexte de la photonique microonde, de tels lasers à fibres bifréquences (ou DFFL pour dual-frequency fiber laser) sont potentiellement des capteurs efficaces [2] et des sources hétérodynes robustes [3]. Pour le transport de référence RF ou microonde, stabiliser le battement de tels lasers DFFL est primordial. Pour cela on peut utiliser une boucle à verrouillage de phase du type OPLL [4]. Cependant, ce schéma utilise la puissance de pompe comme actuateur, et la stabilisation de fréquence se fait donc au détriment de la stabilité de puissance. Par ailleurs, la méthode du frequency-shifted feedback (FSF) pour l'accrochage de phase d'un laser bifréquence sur une référence externe a été mise en œuvre sur des lasers à solides [5] ou des structures à semi-conducteurs bimodes [6], avec de très bonnes performances. Nous étendons ici cette méthode tout-optique au laser à fibre DFB et mettons en évidence des caractéristiques originales.

2. METHODE

Le montage expérimental de la stabilisation par FSF est décrit sur la Figure 1. Le DFFL est une fibre dopée erbium de 50 mm de long avec un réseau de Bragg photoinscrit de 46 mm. Les coefficients de transmissions en intensité des miroirs valent respectivement -35 dB et -51 dB. Le laser est pompé à 976 nm et émet à 1532 nm deux états de polarisation orthogonaux (fréquences ν_x et ν_y) avec une puissance totale de sortie maximale d'environ $100 \mu\text{W}$. La combinaison d'un contrôleur de polarisation (PC) et d'un séparateur de polarisation (PBS) permet de sélectionner un des états de polarisation, par exemple ν_x , qui sera réinjecté dans le laser après un passage dans un modulateur d'intensité électro-optique (EOM). Celui-ci est piloté par un synthétiseur à la fréquence f_{LO} , il génère deux bandes latérales à $\nu_x \pm f_{LO}$. Ainsi, pour un désaccord $\Delta\nu = f_{LO} - |\nu_y - \nu_x|$ petit, le champ réinjecté contient une bande latérale résonante avec ν_y . Le couplage peut alors conduire à un verrouillage de la fréquence ν_y sur la composante de la fréquence $\nu_x + f_{LO}$ du champ réinjecté, et donc à un transfert de la stabilité du synthétiseur f_{LO} sur la fréquence de battement $|\nu_y -$

v_x]. La boucle de réinjection a une longueur optique totale de 8 m. La boucle FSF est constituée de fibres PM. L'amplificateur EDFA optionnel permet de contrôler la puissance réinjectée.

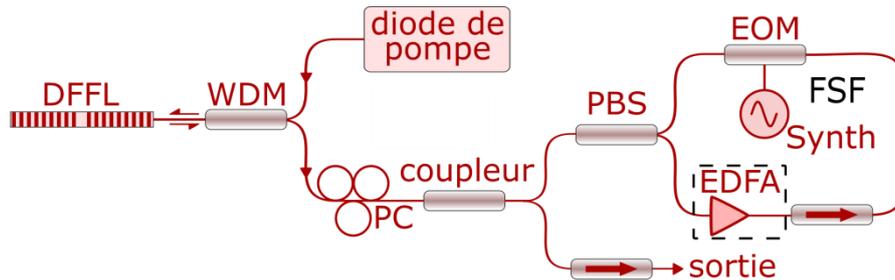


Fig. 1: Schéma du montage. WDM, coupleur signal/pompe ; PC : contrôleur de polarisation ; PBS : séparateur de polarisation ; EOM : modulateur électro-optique.

3. RESULTATS

La fréquence de battement libre est de l'ordre de 1 GHz, sa largeur de raie naturelle est de 3 kHz et la dérive est de quelques MHz par heure [4]. Nous étudions l'effet de la réinjection optique décalée en fréquence en observant à l'analyseur de spectre électrique les signaux de battement recueillis par une photodiode. Nous effectuons un balayage par pas de la fréquence du synthétiseur f_{LO} autour de la fréquence de battement du laser. A chaque pas un spectre est acquis et l'amplitude des pics de battement est codée en fausses couleurs. On peut ainsi tracer le spectrogramme de la Figure 2(a) qui combine 400 spectres successifs. La fréquence de battement du laser (au centre) ainsi que la fréquence du synthétiseur (balayée) sont bien visibles. Deux caractéristiques principales sont à relever : premièrement, on observe bien un accrochage de fréquence du battement sur le synthétiseur (dans la zone centrale, ici sur une plage d'environ 1 MHz) ; deuxièmement, cette plage d'accrochage est dissymétrique et la dynamique d'accrochage est différente de part et d'autre (il apparaît une zone de chaos lorsque $\Delta\nu < 0$, mais pas lorsque $\Delta\nu > 0$).

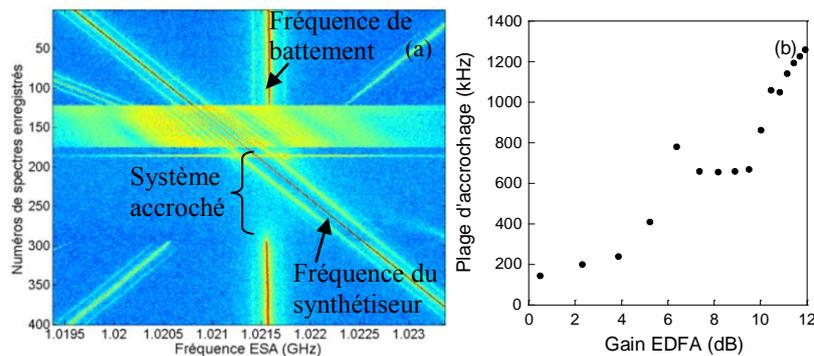


Fig. 2 : $i_{pompe} = 60$ mA. (a) Spectrogramme enregistré pour un gain EDFA de 10,4 dB. (b) Largeur de la plage d'accrochage en fonction du gain de l'EDFA.

Dans le cas le plus simple où la boucle FSF ne contient pas l'EDFA, la plage d'accrochage mesurée est de 100 kHz à 400 kHz suivant le taux de pompage. Pour mesurer la largeur de la plage d'accrochage en fonction du taux de réinjection, nous nous plaçons à courant de pompe fixe et, pour différents gains de l'EDFA, nous effectuons un balayage de la fréquence du synthétiseur. La Figure 2(b) montre l'accroissement de la largeur de la plage d'accrochage en fonction du gain de l'EDFA. On constate qu'à fort gain, on peut dépasser 1,2 MHz de plage d'accrochage.

Lorsque le battement du DFFL est stabilisé, on obtient un signal d'une grande pureté spectrale [Figure 3(a)]. La largeur de raie est limitée par la résolution de l'analyseur de spectre, soit 1 Hz. Dans cette situation, on peut mesurer le bruit de phase du battement. Sur la Figure 3(b), on compare le bruit de phase du laser asservi avec et sans EDFA dans la boucle optique. On constate que le plancher de bruit est réduit en présence d'un taux de réinjection plus fort. Par exemple, avec

l'amplificateur optique dans la boucle, le bruit est réduit à environ -104 dBc/Hz à 1 kHz. De plus, il apparaît que le plancher de bruit est limité par le bruit du synthétiseur aux basses fréquences.

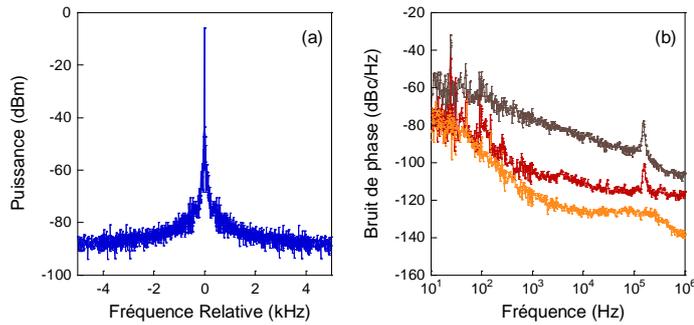


Fig. 3 : DFFL asservi. (a) Spectre électrique. Span 1 kHz, RBW 1 Hz, VBW 1 Hz. (b) Spectres de bruits de phase enregistrés à $i_{pompe} = 60$ mA (sans EDFA, courbe marron ; avec EDFA, courbe rouge ; synthétiseur, courbe jaune).

DISCUSSION

La dynamique du laser réinjecté est simulée numériquement à partir d'un modèle d'équations-bilan réduites [7], les paramètres pertinents du laser à fibre étant déduits de mesure expérimentales, notamment la constante de couplage entre les états de polarisation ($\beta = 0,65$). On retrouve la dépendance de la largeur de la plage d'accrochage avec le taux de réinjection, ainsi que la dissymétrie dans l'hypothèse où le paramètre de couplage phase-amplitude (facteur de Henry) $\alpha > 1$. Ces premières estimations de α doivent être confirmées par d'autres mesures et tests de simulation. Nous serons alors en mesure de prédire quantitativement la dynamique du système ainsi que les paramètres expérimentaux optimaux (longueur de boucle et taux de réinjection) permettant d'accroître la plage d'accrochage et de réduire le bruit de phase.

En conclusion, nous avons démontré la stabilisation du battement d'un laser à fibre DFB par une méthode de réinjection optique, avec une plage d'accrochage de l'ordre du MHz. Le bruit de phase du battement stabilisé est de -104 dBc/Hz à 1 kHz. Cette méthode peut être étendue à d'autres lasers à fibre bifréquences (fréquence de battement à 10 GHz par exemple [4]) et comparée à d'autres architectures de stabilisation.

Ce travail est financé en partie par la DGA dans le cadre du contrat ANR-16-ASTR-0016.

RÉFÉRENCES

- [1] W. H. Loh and R. I. Laming, "1.55 μ m phase-shifted distributed feedback fibre laser," *Electron. Lett.* **31**, 1440 (1995).
- [2] O. Hadeler, M. Ibsen, and M. N. Zervas, "Distributed-feedback fiber laser sensor for simultaneous strain and temperature measurements operating in the radio-frequency domain," *Appl. Opt.* **40**, 3169 (2001).
- [3] J. S. Leng, Y. C. Lai, W. Zhang, and J. A. R. Williams, "A new method for microwave generation and data transmission using DFB laser based on fiber Bragg gratings," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **18**, 1729 (2006).
- [4] M. Guionie, L. Frein, A. Carré, G. Loas, F. Bondu, E. Pinsard, L. Lablonde, B. Cadier, M. Alouini, M. Romanelli, M. Vallet, and M. Brunel, "Beat note stabilization in dual-polarization DFB fiber lasers by an optical phase-locked loop," *Opt. Express* **26**, 3483 (2018).
- [5] L. Kervecan, H. Gilles, S. Girard, and M. Laroche, "Beat-note jitter suppression in a dual-frequency laser using optical feed-back," *Opt. Lett.* **32**, 1099 (2006).
- [6] L. Wang, M. Romanelli, F. Van Dijk, and M. Vallet, "Photonic microwave oscillator based on monolithic DFB lasers with frequency-shifted feedback," *Electron. Lett.* **50**, 451 (2014)
- [7] A. Thorette, M. Romanelli, M. Brunel, and M. Vallet, "Frequency-locked chaotic opto-RF oscillator," *Opt. Lett.* **41**, 2839 (2016).

LASERS INTEGRES SUR VERRE POUR LA GENERATION DE FREQUENCES RADIO

Nisrine Arab, Davide Bucci, Elise Ghibaudo, Jean-Emmanuel Broquin, Lionel Bastard et Julien Poëtte

Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique, Lboratoire d'Hyperfréquences et de Caractérisation (IMEP-LaHC), UMR 5230, Université de Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, 38000 Grenoble, France

julien.poette@imep.grenoble-inp.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons ici la réalisation de lasers intégrés sur verre pour la génération de fréquences par hétérodynage. Les caractérisations du battement montrent de très bonnes performances en largeur de raie et dérive temporelle. Une transmission de données est réalisée pour confirmer les capacités de cette technique pour les applications «système».

MOTS-CLEFS : *DFB, Lasers, hétérodynage, optique intégrée.*

Le développement des transmissions radio aux fréquences millimétriques (et au-delà) permettant de répondre aux besoins des transmissions de données a induit un développement des techniques de communications optiques pour ces applications. En particulier, les formats de modulation optique se rapprochent des ceux utilisés en radiofréquence [1]. La nécessité d'interfacer ces transmissions optiques avec une émission radio en espace libre [2] requiert une activité de recherche sur les techniques de conversion de fréquence hétérodyne.

La solution présentée ici utilise l'hétérodynage de deux longueurs d'onde générées sur verre pour la transmission de données. Cette technique à l'avantage de réaliser une conversion de fréquence sans avoir de limitation en bande passante par un éventuel modulateur. Le milieu amplificateur utilisé ici permet une qualité de battement supérieure à celle obtenue par des sources à semi-conducteurs en régime libre [3] en présentant entre autre une largeur de raie nettement inférieure, y compris par rapport aux lasers à blocage de modes [4]. Un autre avantage de cette technique est de permettre la génération de très hautes fréquences, celles-ci étant uniquement limitées par le spectre de gain du milieu amplificateur. Le système ne nécessite pas non plus de boucle d'asservissement pour atteindre de telles performances, permettant une mise en œuvre aisée [3,5].

1. DESCRIPTION DES SOURCES LASERS

Le milieu amplificateur utilisé ici est un verre phosphate co-dopé Erbium-Ytterbium sur lequel les guides optiques ont été inscrits par une technique d'échange d'ions par immersion dans un bain de sels fondus $\text{AgNO}_3/\text{NaNO}_3$. Les cavités optiques sont réalisées par une gravure ionique de réseaux de Bragg sur les guides optiques. Les détails de fabrication de ces structures peuvent se trouver dans les travaux précédents [6-9]. La longueur d'onde laser est ajustable lors de la fabrication en contrôlant la longueur d'onde de Bragg, soit par la modification du réseau de Bragg (en particulier le pas du réseau), soit en modifiant le guide optique au travers de sa largeur w_i ou de sa profondeur, elle-même déterminée par le temps d'échange t . Les deux lasers sont réalisés simultanément avec un coupleur Y, ce qui permet une co-intégration optimale offrant une fréquence de battement la plus stable possible. Le pompage et le couplage optique des deux lasers est donc rendus commun par cette jonction Y. Les paramètres de fabrication des guides lasers et de la jonction sont ainsi identiques. Le schéma de principe du laser est présenté sur la Figure 1-gauche.

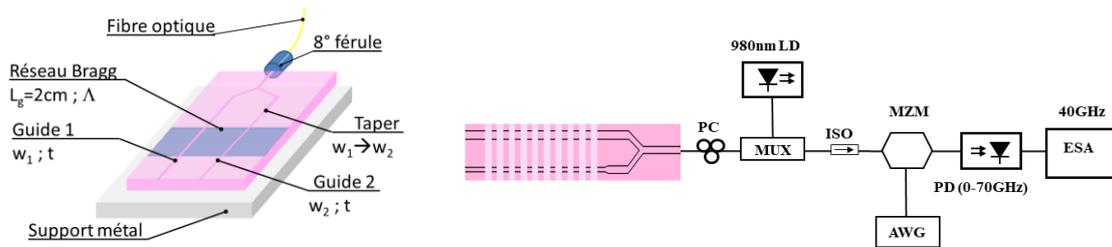


Figure 1. Principe du laser intégré (gauche) et système utilisé pour les caractérisations (droite).

L'écart entre les longueurs d'onde et donc la fréquence de battement sont contrôlés ici par des largeurs de guides différents. Le couplage optique vers la fibre est assuré par un polissage des facettes à 8° évitant toute cavité parasite. Le système utilisé pour les caractérisations des lasers et du signal généré par hétérodynage est présenté sur la Figure 1-droite.

2. GENERATION DE FREQUENCE

Les lasers réalisés par cette technique permettent d'obtenir des puissances optiques couplées dans la fibre supérieures à 8 mW pour des longueurs d'ondes émises proche du maximum de la courbe de gain erbium à 1539 nm [9]. Les largeurs de raie optiques, estimées par interpolation Lorentzienne, sont inférieures à la limite de mesure du banc utilisé (4 kHz) ce qui permet d'envisager d'excellentes caractéristiques pour le battement.

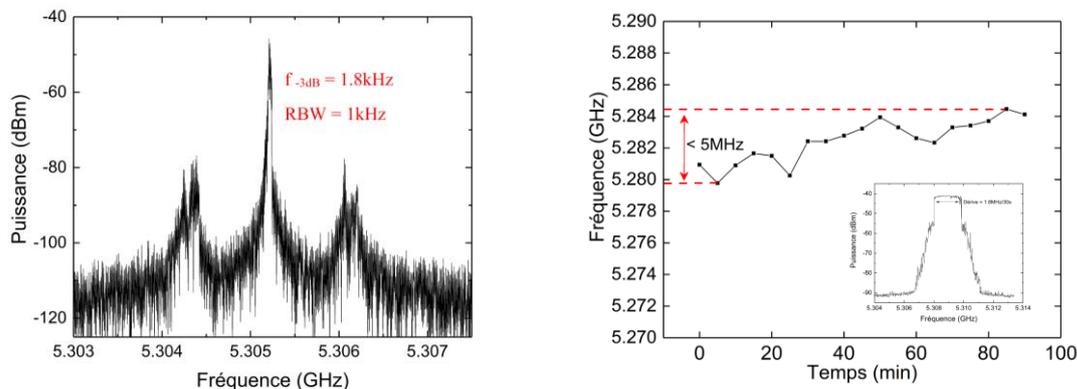


Figure 2. Largeur de raie du battement (gauche) et dérive en fréquence du signal généré (droite).

L'écart entre les largeurs des guides optiques est choisi ici pour permettre une analyse dans la gamme de fréquence [0-10GHz]. La figure 2-gauche montre un battement obtenu à 5,3 GHz et présente une largeur de raie mesurée de 1,8 kHz, la résolution de l'analyseur de spectre électrique étant de 1 kHz. Les raies latérales observées correspondent au bruit d'intensité des lasers transféré sur la fréquence de battement par hétérodynage [10]. Des dérives en fréquence inférieures à 1,8 MHz sur 30 secondes et inférieures à 5 MHz sur 90 minutes ont été mesurées et sont présentées sur la figure 2-droite, et ceci malgré l'absence de toute régulation thermique. La co-intégration des deux lasers permet donc d'obtenir de très faibles dérives, en particulier en comparaison des autres techniques non asservies de génération de fréquence par voie optique. La fréquence générée ne dépendant que de l'écart en fréquence entre les lasers, des performances identiques sont atteignables pour des fréquences générées allant de 0 à 350 GHz en ajustant seulement la largeur des guides.

3. TRANSMISSION DE DONNEES

Ces sources ont été utilisées pour réaliser des transmissions de données. Le signal électrique de modulation est généré par un générateur de signaux arbitraires et appliqué via un modulateur d'intensité Mach-Zehnder (cf. figure 1-droite). Différents formats de modulation complexes ont été utilisés (BPSK, QPSK et 16 QAM) avec une fréquence porteuse de 1 GHz et pour différents débits.

Les résultats expérimentaux obtenus, représentés sur la figure 3, ont été relevés sur la bande latérale inférieure de modulation de la centrée à 4,3 GHz. Notons ici que l'analyse des signaux est faite sans amplification électrique, par une démodulation directe en ligne et sans qu'aucun traitement numérique ne soit fait pour améliorer la mesure (pas de DSP-Digital Signal Processing). Ces performances démontrent les qualités des signaux optiques utilisés pour ces transmissions. Le débit de données est limité ici par la fréquence sous porteuse choisie (1 GHz).

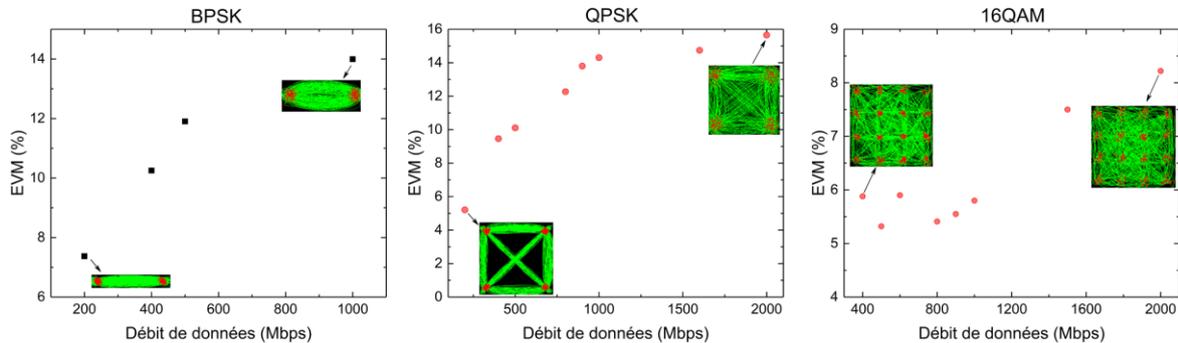


Figure 3. Amplitude du vecteur d'erreur (EVM) pour différents formats de modulation et débits.

4. CONCLUSION

L'utilisation de laser sur verre pour la génération de fréquences permet d'obtenir des signaux dont les largeurs de raie sont inférieures à 1,8 kHz et les dérives plus faibles que 5 MHz sur plus d'une heure, et ce sans asservissement ni régulation thermique. Ces lasers ont montrés d'excellentes qualités pour la transmission de signaux de communication après hétérodynage. Ces sources sont donc de très bonnes candidates pour les systèmes de communications qu'ils soient millimétriques, térahertz et/ou cohérents.

RÉFÉRENCES

- [1] K. Kikuchi, "Fundamentals of coherent optical fiber communications". *Journal of Lightwave Technology*, 2016, vol. 34, no 1, p. 157-179.
- [2] P.T. Dat, A. Kanno, K.Inagaki, and T.Kawanishi, "High-Capacity Wireless Backhaul Network Using Seamless Convergence of Radio-over-Fiber and 90-GHz Millimeter-Wave," *J. Lightwave Technol.* **32**, 3910-3923 (2014)
- [3] G. Kervella, F.V. Dijk, G. Pillet, M. Lamponi, M. Chtioui, L. Morvan, and M. Alouini, "Optoelectronic cross-injection locking of a dual-wavelength photonic integrated circuit for low-phase-noise millimeter-wave generation," *Opt. Lett.* **40**, 3655-3658 (2015)
- [4] F. Brendel, J. Poette, B. Cabon, T. Zwick, F. van Dijk, F. Lelarge, A. Accard, "Chromatic Dispersion in 60 GHz Radio-Over-Fiber Networks Based on Mode-Locked Lasers," *Lightwave Technology, Journal of*, vol.29, no.24, pp.3810-3816, Dec.15, 2011,
- [5] C. Williams, J. Davila-Rodriguez, D. Mandridis & P.J. Delfyett, "Noise characterization of an injection-locked COEO with long-term stabilization". *Journal of Lightwave Technology*, 29(19), 2906-2912, 2011.
- [6] J.-E. Broquin, "Ion-exchanged integrated devices." In *Proc. Spie*, vol. 4277, pp. 105-117. 2001.
- [7] L. Bastard, S. Blaize, and J.-E. Broquin, "Glass integrated optics ultranarrow linewidth distributed feedback laser matrix for dense wavelength division multiplexing applications," *Opt. Eng.*, vol. 42, no. 10, pp. 2800-2804, 2003.
- [8] Blaize S., Bastard L., Cassagnetes C., and Broquin J.-E., "Multiwavelengths DFB waveguide laser arrays in Yb-Er codoped phosphate glass substrate". *IEEE Photonics Technology Letters*, 2003, vol. 15, no 4, p. 516-518.
- [9] N. Arab, L. Bastard, and J. Poëtte. "Co-integration of two DFB lasers on glass for millimeter-wave generation." In *Proc. of SPIE Vol.*, vol. 10106, pp. 1010605-1. 2017.
- [10] HH Elwan, R Khayatzadeh, J Poette, B Cabon, "Impact of Relative Intensity Noise on 60 GHz Radio-over-Fiber Wireless Transmission Systems", *Journal of Lightwave Technology*, Vol 34, n° 20, pp 4751 - 4757 oct 2016

MESURE DE DEPOLARISATION SPATIALE A TRAVERS UNE FIBRE MONOMODE POUR APPLICATION A LA CARACTERISATION DE TISSUS BIOLOGIQUES *IN VIVO*

Colman Buckley, Marc Fabert, Dominique Pagnoux

Institut de Recherche Xlim, UMR CNRS 7252, Université de Limoges, 87 060 Limoges, France

colman.buckley@xlim.fr

RÉSUMÉ

Dans le cadre de la caractérisation polarimétrique de tissus biologiques pour le diagnostic médical, nous proposons une méthode qui permet, lors d'une mesure avec un endomicroscope à fibre monomode conçu au laboratoire, d'évaluer la dépolarisation spatiale induite par le tissu analysé.

MOTS-CLEFS : *polarimétrie, dépolarisation, fibre optique, diagnostic médical*

1. INTRODUCTION

Les tissus biologiques épithéliaux sont des milieux diffusants dont la caractérisation structurelle à l'échelle submicronique peut permettre la détection précoce de certaines pathologies telles que des fibroses ou des cancers (carcinomes). En effet, le développement des premières lésions précancéreuses dans la profondeur du tissu épithélial s'accompagne d'une modification de la structure fibrillaire du collagène sous-jacent que l'on cherchera donc à détecter le plus tôt possible.

Une telle caractérisation peut être réalisée par l'intermédiaire de la mesure de la réponse polarimétrique complète du tissu (retard de phase, diatténuation, dépolarisation), effectuée au moyen de la polarimétrie de Mueller dont de nombreux travaux récents ont montré qu'elle permettait de révéler des contrastes, imperceptibles par ailleurs, entre tissus sains et tissus pathologiques [1]. Dans cette technique on éclaire successivement le tissu (ou plus généralement le "milieu cible") avec quatre états de polarisation spécifiques engendrés par un Générateur d'Etats de Polarisation (PSG) et on analyse les quatre états renvoyés à travers quatre configurations successives d'un Analyseur d'Etats de Polarisation (PSA). Les 16 intensités mesurées sont combinées pour construire une "matrice de Mueller" 4×4 dont la décomposition, en général par la méthode polaire de Lu et Chipman, permet finalement d'extraire l'ensemble des caractéristiques polarimétriques recherchées.

Récemment, nous avons conçu le premier dispositif permettant de mettre en œuvre cette technique à travers une fibre optique, en vue de caractériser des tissus biologiques *in vivo* ("endomicroscope polarimétrique de Mueller") [2]. Dans le but de s'affranchir des perturbations incontrôlables et fluctuantes au cours du temps, subies lors de leur propagation dans la fibre par les états de polarisation sondes (trajet aller) et rétroguidés vers le système d'analyse (trajet retour), on mesure simultanément la matrice M_1 de la fibre seule à une longueur d'onde λ_1 et la matrice M_2 de l'ensemble "fibre+cible" à une longueur d'onde proche λ_2 ("méthode bichromatique", Figure 1). Sachant que la fibre se comporte comme une concaténation d'éléments retardateurs dont les orientations des axes sont inconnues mais déterministes, on déduit, par un traitement mathématique adapté des deux matrices, la matrice de Mueller du point visé sur la cible. Un balayage distal à l'aide d'un microscanner permet de reconstruire l'image polarimétrique de cette cible.

Pour éviter le brouillage de l'information polarimétrique qui interviendrait en sortie de fibre en présence de plusieurs modes spatiaux polarisés différemment, l'emploi d'une fibre endoscopique monomode est obligatoire dans le dispositif de la Figure 1. Dans ce cas, le faisceau sonde est focalisé sur une zone de la cible et, en retour, la fibre se comporte comme un filtre spatial très étroit. Ces conditions particulières affectent fortement la mesure de la dépolarisation dont la connaissance est pourtant très importante pour l'aide au diagnostic sur des tissus biologiques. Dans cette

communication, nous proposons un procédé pour mesurer la dépolarisation spatiale avec un endomicroscope polarimétrique à fibre monomode, et nous présentons nos premiers résultats expérimentaux.

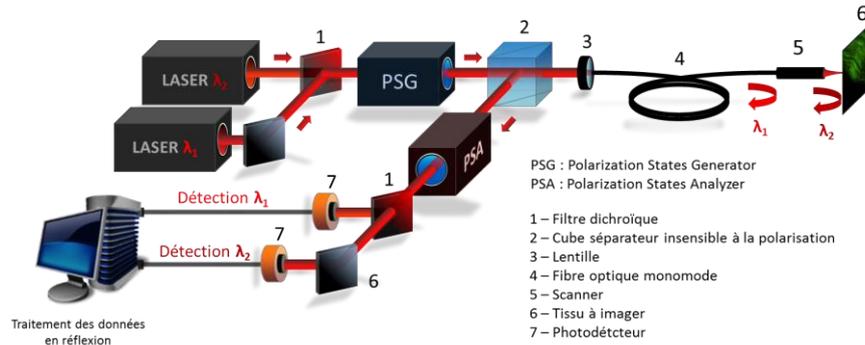


Fig. 1 : Système de polarimétrie de Mueller endoscopique par mesure différentielle bichromatique

2. MESURE DE LA DEPOLARISATION SPATIALE A TRAVERS UNE FIBRE MONOMODE

Avec un polarimètre en espace libre, la zone éclairée est très étendue -au moins aussi grande que la zone d'intérêt à imager- et un pixel de la caméra qui image un secteur donné de la cible collecte de la lumière qui peut provenir, après diffusion, de n'importe quel point de cette zone étendue (mais plus probablement de points voisins du secteur imagé). Avec l'endomicroscope polarimétrique de la Figure 1, la zone éclairée d'où provient la lumière collectée par la fibre en retour est au contraire très petite (tache de focalisation du faisceau sonde sur la cible). La lumière collectée résulte donc principalement de la réflexion spéculaire et de la diffusion de surface en ce point et la dépolarisation mesurée sera nettement moindre qu'avec le polarimètre classique.

Pour évaluer le caractère plus ou moins dépolarisant du milieu, nous proposons de réaliser une somme des matrices de Mueller "élémentaires" mesurées successivement, à travers la fibre, autour du point considéré, puis de normaliser cette somme (terme $m_{11} = 1$) avant de décomposer la matrice résultante pour en extraire le taux de dépolarisation attaché à la région considérée. Un taux de dépolarisation Δ égal à 0 correspond à une dépolarisation nulle tandis qu'une dépolarisation totale est caractérisée par $\Delta = 1$.

Comme il n'existe pas de véritable étalon de dépolarisation pour valider la méthode expérimentalement, nous avons choisi de la tester sur un étalon de réflectance lambertien ("Spectralon 99%" produit par Labsphere (voir photographie sous microscope $\times 10$ en Fig. 2a)) décrit dans diverses études en grand champ comme un dépolariseur parfait ($\Delta = 1$) [3]. Sa matrice de Mueller est donc une matrice diagonale. Nous avons réalisé des images de Mueller de régions de $500\mu\text{m} \times 500\mu\text{m}$ de cet étalon (126×126 pixels, résolution : $4\mu\text{m}$), par la méthode bichromatique ($\lambda_1 = 633\text{nm}$ et $\lambda_2 = 638\text{nm}$). La décomposition de Lu et Chipman des matrices de Mueller élémentaires mesurées montre l'existence de retards de phase locaux et d'orientations d'axes neutres très variables d'un point à l'autre. On mesure aussi un taux de dépolarisation Δ très variable d'un point à l'autre mais inférieur à 0,5 pour la grande majorité des pixels (Fig. 2b). Aucune information topologique ou structurelle ne peut être tirée de cette image.

Pour chaque pixel, nous avons ensuite réalisé une moyenne des matrices des pixels adjacents (secteur de 3×3 pixels) et nous avons décomposé la matrice résultante. La Figure 2c montre l'image en taux de dépolarisation de la même zone du Spectralon, obtenue avec cette méthode, sur laquelle on distingue nettement une structuration de la distribution de dépolarisation comparable en forme et en taille à la topologie de l'étalon, difficilement perceptible sur la Figure 2a. La matrice reportée en Fig.2d est la somme normalisée de l'ensemble des 126×126 matrices de la région considérée. C'est une matrice quasi-diagonale avec $m_{22} \approx m_{33} > m_{44}$, représentative, comme attendu, d'un dépolariseur

pur dans lequel la diffusion Rayleigh est prépondérante. Avec cette matrice nous obtenons $\Delta = 0,51$, sensiblement inférieur à la valeur mesurée en grand champ. Cet écart s'explique par les conditions spécifiques de notre mesure (focalisation du faisceau sonde, zone considérée plus petite) qui donne des informations plus locales et plus précises sur la distribution spatiale de la dépolarisation.

Nous avons aussi réalisé des images polarimétriques d'un échantillon de tendon de queue de rat riche en collagène de type I (Fig. 3a) où la région ② apparaît sensiblement plus dépolarisante que la région ① (Fig. 3d). Comme confirmé par nos simulations, la raison en est que la dépolarisation d'une région croît avec le degré de désorganisation des fibres (Fig. 2c) mais aussi, pour un degré de désordre donné, avec le retard moyen induit par la biréfringence dans la région considérée (Fig. 2b).

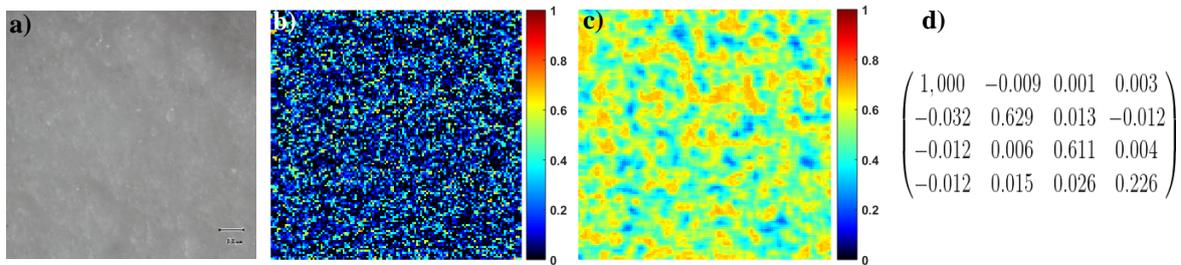


Fig. 2 : Images d'une région du Spectralon ($500\mu\text{m}\times 500\mu\text{m}$) : a) photographie sous microscope $\times 10$ b) Image du taux de dépolarisation sans moyennage (126×126 pixels); c) Image du taux de dépolarisation après moyennage sur 3×3 pixels adjacents; d) Matrice de Mueller moyenne de l'ensemble des matrices élémentaires

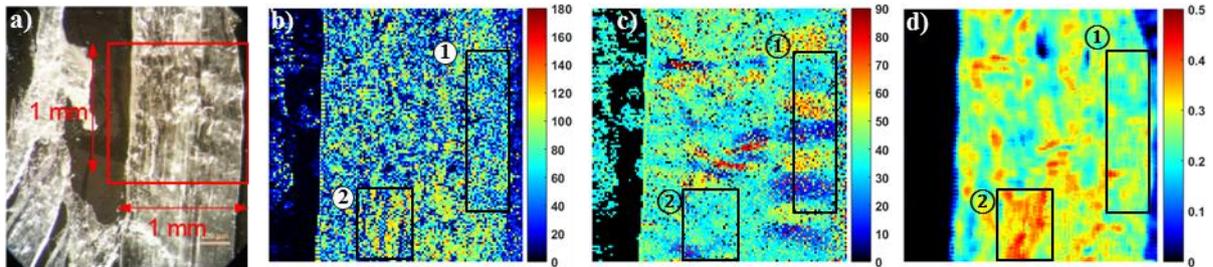


Fig. 3 : Images d'un échantillon de tendon de queue de rat : a) Photographie (zone analysée encadrée en rouge) ; b) et c) retard linéaire et orientation des axes neutres mesurés avec l'endomicroscopie de la Fig. 1 ; d) image du taux de dépolarisation après moyennage sur 3×3 pixels adjacents

CONCLUSION

Dans cette communication, nous avons mesuré, à l'aide d'un endomicroscope polarimétrique à fibre monomode mis au point au laboratoire, le taux de dépolarisation spatiale d'un faisceau lumineux rétrodiffusé par un étalon de diffusion ("Spectralon") et par un échantillon biologique. Les résultats obtenus sont en bon accord avec les prévisions et avec des simulations non présentées ici. La détermination de cette grandeur, nécessaire pour l'aide au diagnostic précoce de pathologies cancéreuses, complète la caractérisation de Mueller réalisée avec dispositif.

RÉFÉRENCES

- [1] A. Pierangelo et col., "Ex-vivo characterization of human colon cancer by Mueller polarimetric imaging", *Opt. Express*, vol. 19, n°2, pp. 1582-1593, 2011
- [2] J. Vizet et col., "Optical fiber-based full Mueller polarimeter for endoscopic imaging using a two-wavelength simultaneous measurement method", *J. Biomed. Opt.*, vol.21, n°7, 071106, 2016
- [3] J. M. Sanz, et col., "Comprehensive polarimetric analysis of Spectralon white reflectance standard in a wide visible range," *Appl. Opt.* vol. 52, n°24, pp. 6051-6062, 2013

MESURE PAR MICROSCOPIE OPTIQUE DE FIBRES OPTIQUES ETIRÉES AVEC UNE RESOLUTION NANOMETRIQUE

Abderrahim Azzoune, Philippe Delaye, Sylvie Lebrun, Maha Bouhadida, Gilles Pauliat

*Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris-Saclay, 91127 Palaiseau
cedex, France*

abderrahim.azzoune@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Les fibres optiques étirées, appelées nanofibres, sont des guides d'ondes obtenus par étirage de fibres optiques standard. Le contrôle des mélanges d'onde non linéaires dans ces nanofibres nécessite de connaître leur profil à quelques nanomètres près. Nous décrivons une technique de super-résolution, applicable sur tout microscope optique, qui permet de mesurer ce profil à quelques nanomètres près.

MOTS-CLEFS : *Imagerie optique ; Métrologie des nanofibres optiques ; Optique non linéaire ; Microscopie optique.*

1. INTRODUCTION

Les fibres optiques étirées sont d'excellentes plateformes pour développer de nouveaux composants optiques et étudier leurs effets non-linéaires [1]. Nous fabriquons ces nanofibres optiques en étirant, par deux platines de translation, une fibre optique télécom standard en silice chauffée par une flamme à butane [2]. Les platines sont contrôlées par ordinateur, ce qui nous donne différents paramètres pour obtenir une grande variété de profils de nanofibres. Le plus grand avantage de ces nanofibres optiques est leur transmission très élevée. Un autre avantage est le confinement de la lumière grâce à leur petit diamètre, ce qui donne des intensités très élevées favorables aux processus non linéaires. Ces effets sont très sensibles au profil de la fibre, c'est-à-dire à la variation du diamètre le long de l'axe de la fibre. L'optimisation des effets non linéaires peut nécessiter la connaissance de ces diamètres à quelques nanomètres près [1]. La simplicité de la microscopie optique la rendrait idéale pour ces mesures de profils non destructifs à condition que la résolution puisse être augmentée au-delà de la limite de diffraction classique. Un moyen habituel pour battre la limite de diffraction est d'ajouter des informations supplémentaires à la mesure. Dans le cas particulier des mesures de fibres étirées, cette information supplémentaire est la connaissance a priori de l'objet à mesurer. Nous supposons que, sur la région de mesure, la fibre est un cylindre de silice parfait, le seul paramètre inconnu étant son diamètre. Cela nous permet de simuler les images recueillies par le microscope pour toute une série de diamètres. En comparant les mesures du microscope avec les images simulées pour des diamètres différents, nous en déduisons le diamètre de notre nanofibre.

2. PRINCIPE

Le dispositif expérimental est décrit sur la figure 1 [3]. La nanofibre est rétroéclairée par une DEL qui émet une bande étroite autour d'une longueur d'onde centrale de 462 nm. Le polariseur polarise la lumière le long de l'axe des nanofibres. Cette source est située à environ 20 cm de la nanofibre, de sorte que la lumière peut être assimilée à une onde plane. Le microscope ($\times 20$ avec une ouverture numérique $ON = 0,42$) est monté sur une translation micrométrique. Ceci nous permet de prendre une série d'images à différentes mises au point, c'est-à-dire le long de z , en amont et en aval de la nanofibre. Chacune de ces images représente ainsi l'intensité $I(x, y)$ diffractée par la nanofibre pour une coordonnée z donnée. On sélectionne alors une position y_0 le long de la nanofibre sur laquelle on cherche à déterminer le diamètre et on isole la coupe correspondante $I(x, y_0)$ dans chacune des

images. On obtient ainsi une série de profils $I(x, y_0)$ du diagramme de diffraction pour cette position y_0 et pour une série de z . Ces profils sont ensuite assemblés par ordinateur pour obtenir une figure de diffraction, $I(x, z)$ pour un y_0 donné comme celle montrée à droite de la figure 1. Pour déterminer le diamètre à cette position y_0 , nous devons identifier ce motif avec l'un des motifs calculés pour différents diamètres.

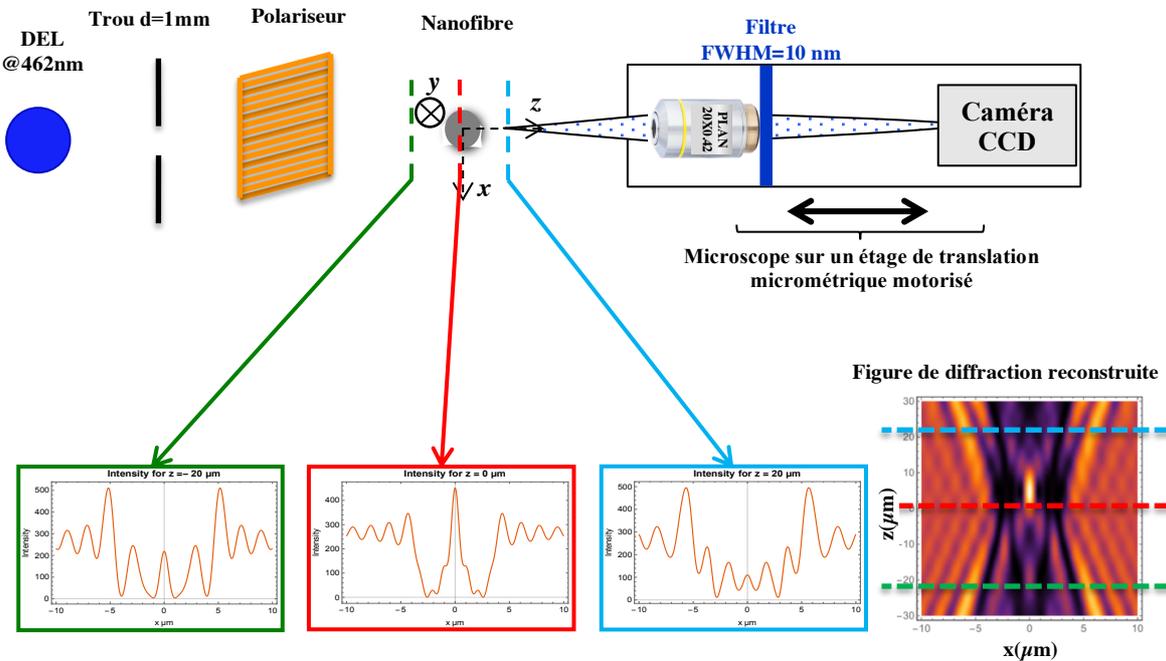


Fig. 1 : Le microscope avec son système d'éclairage.

Pour calculer le champ à n'importe quel point entre la fibre optique et l'objectif, nous utilisons les formules données par Van De Hulst [4]. Ce champ de diffraction est décomposé en ondes planes et toute la décomposition est limitée à l'ouverture numérique de l'objectif. Nous propageons ces ondes planes et nous simulons les images acquises par la caméra pour différentes focalisations.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous fabriquons une nanofibre optique avec un rayon visé de 500 nm grâce à la conservation de volume [2]. Nous acquérons alors la figure de diffraction expérimentale $I(x, z)$ correspondante comme expliqué ci-dessus. On compare cette figure de diffraction expérimentale avec une base de données de toutes les figures de diffraction simulées pour tous les rayons.

Nous avons automatisé cette comparaison entre la figure acquise et les figures simulées. Les profils $I(x, y_0)$ acquis sont d'abord recentrés les uns par rapport aux autres afin de compenser tout « bougé » du microscope lors de ses déplacements, ou de la nanofibre en suspension dans l'air. Nous appliquons ensuite un filtre en gradient pour éliminer les composantes continues qui sont non discriminantes. On calcule les distances euclidiennes entre la figure expérimentale et la banque des figures calculées pour différents rayons avec un pas de 1 nm, figures ayant subies le même filtrage en gradient. Le rayon de la fibre correspondant à la distance minimale est le rayon recherché. On mesure un rayon de 503nm, cela nous permet une première vérification de notre technique avec la conservation de volume lors de la fabrication, les deux physiques donnent le même ordre de grandeur.

La procédure automatisée de comparaison est montrée sur la figure 2. La résolution est de 10 nm. Si le calcul des figures pour tous les rayons est long, il est effectué une fois pour toute ; ensuite, chaque détermination du diamètre ne prend que quelques secondes sur un micro-ordinateur.

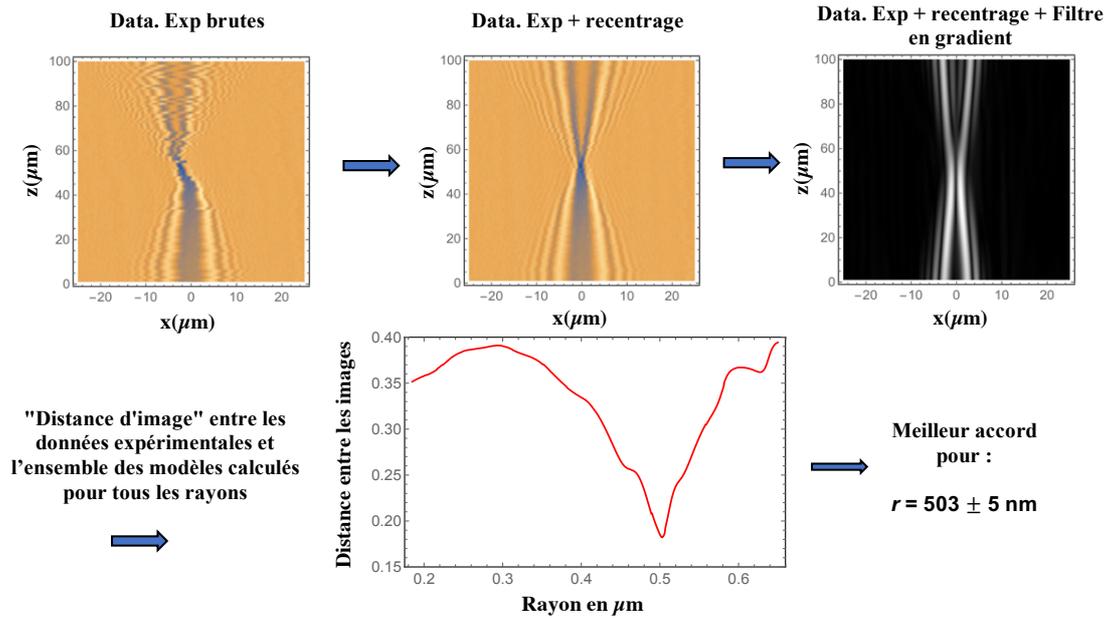


Fig. 2 : La procédure automatisée pour mesurer le rayon de la nanofibre.

CONCLUSION

Cette méthode de mesure peut être comparée aux autres techniques sans contact rapportées dans la littérature [5-7]. La spectroscopie Brillouin fournit sa meilleure résolution de 20 nm pour des diamètres compris entre 0,36 et 1,2 μm [5]. Pour les mesures de génération de deuxième et troisième harmonique, une résolution de quelques nanomètres est obtenue, mais seulement pour une petite plage de diamètres limitée par la plage de balayage du laser à [0,19 μm , 1 μm] [6]. La méthode de coupure des modes d'ordre supérieur a une résolution de 5 nm pour un diamètre entre [0,8 μm et 1,3 μm] [7]. Par conséquent, les avantages de notre technique sont multiples : elle est facile à mettre en œuvre sur des microscopes conventionnels, elle est peu coûteuse et permet une mesure étendue du diamètre en chaque point le long de la nanofibre. La connaissance de ce profil est cruciale en optique non linéaire. La mesure a également l'avantage d'être effectuée à distance de la nanofibre, distance supérieure au centimètre si un objectif de microscope à longue distance de travail est utilisé. Actuellement nous déterminons les diamètres à mieux que 10 nm près. Nous regardons maintenant si des variations de diamètres inférieures au nanomètre peuvent être mesurées grâce à cette technique. Nous espérons ainsi mieux concevoir les composants optiques non linéaires et pouvoir également faire des mesures quantitatives de ces paramètres non linéaires.

Ce travail est financé par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) (FUNFILM-ANR-16-CE24-0010-03).

REFERENCES

- [1] X. Wu et al. "Optical microfibers and nanofibers", *Nanophotonics* 2, 407 (2013).
- [2] L. Shan et al. "Stimulated Raman scattering in the evanescent field of liquid immersed tapered nanofibers", *Appl. Phys. Lett.* 102, 201110 (2013).
- [3] A. Azzoune et al, "Optical and opto-acoustical metrology of silica tapered fibers for nonlinear applications" in 2017 OPJ-OSA Joint Symposia on Nanophotonics and Digital Photonics, (Optical Society of America, 2017), paper PL3.
- [4] H.C. Van de Hulst "Light scattering by small particles", New York, Dover Publications (1981).
- [5] A. Godet et al., "Brillouin spectroscopy of optical microfibers and nanofibers," *Optica* 4, 1232 (2017).
- [6] U. Wiedemann et al "Measurement of submicrometre diameters of tapered optical fibers using harmonic generation," *Opt. Exp.* 18, 7693 (2010).
- [7] Y. Xu et al «Real-time control of micro/nanofiber waist diameter with ultrahigh accuracy and precision» *Opt. Exp.* 25, 10434 (2017).

MESURE RÉPARTIE DE LA CORROSION DES ARMATURES DE RENFORCEMENT DES STRUCTURES EN BÉTON PAR RÉFLECTOMÉTRIE FRÉQUENTIELLE

Sylvain Magne, Shamyr Ali Alvarez, Stéphane Rougeault

CEA, LIST, Laboratoire Capteurs Architectures Electroniques, 91191 Gif-sur-Yvette France

sylvain.magne@cea.fr

RÉSUMÉ

Une mesure par réflectométrie fréquentielle (OFDR-*Optical Frequency-Domain Reflectometry*) du profil de déformation le long d'une fibre optique déployée sur une armature de renforcement d'une structure en béton armé permet de localiser/identifier le processus de corrosion et analyser périodiquement son évolution. Une procédure de fabrication simplifiée et à coût optimisé est proposée pour la surveillance *in situ* et répartie des structures de génie civil, dans une perspective future de maintenance conditionnelle. Une preuve de concept est établie en corrosion aqueuse accélérée.

MOTS-CLEFS : *Fibre Optique, Optical Frequency-Domain Reflectometry (OFDR), Corrosion, Béton armé, Surveillance structurelle (SHM), Maintenance Conditionnelle.*

1. INTRODUCTION

Le béton est un matériau peu coûteux, constitué de granulats (graviers, sable), de ciment et d'eau dont la mise en œuvre est encadrée par des normes (Eurocodes, *e.g.* EN 13670) [1]. Les résistances en compression sont comprises entre 16 et 50 MPa pour des bétons standards et entre 60 MPa à 100 MPa pour des bétons à haute performance (BHP). Le béton étant plus résistant en compression qu'en traction, une première technique de renforcement consiste à l'armer en le coulant autour d'armatures passives en acier (« fers à béton »). Une seconde technique (Freyssinet) consiste à placer la structure de Génie Civil (GC) en précontrainte (par tendons ou vérins plats) afin d'accroître sa gamme de déformation supportable en la sollicitant essentiellement en compression.

Les armatures de renforcement présentent un coefficient de dilatation équivalent à celui du béton ($\sim 10^{-5} \text{ K}^{-1}$) et sont protégées de la corrosion par passivation de l'interface consécutive à son pH élevé (~ 13) [2]. Cependant, une diminution du pH (*e.g.* carbonatation du béton) peut entraîner une dépassivation susceptible de déclencher un processus de corrosion dite « généralisée ». De même, la présence de chlorures (sels de déverglaçage, eau salée) peut entraîner une corrosion « par piqures ». L'expansion des produits de corrosion à l'interface fer-béton peut conduire à l'éclatement de l'enrobage. L'apparition de fissures accélère alors le processus de corrosion en favorisant la migration des espèces corrosives. Parallèlement, des produits de corrosion peuvent s'évacuer, avec pour conséquences une réduction de section des armatures et un affaiblissement du renforcement.

La corrosion des armatures de renforcement est identifiée comme une des pathologies affectant les ouvrages de GC et représente un enjeu économique majeur. En France, le coût de maintenance et des travaux de réhabilitation était estimé à 500 millions d'Euros/an en 1999 [3], auquel il convient de rajouter le coût indirect lié aux interruptions d'usage. La stratégie de maintenance périodique (programmée) met en œuvre des procédés indirects (pH, concentration de chlorures, impédance, potentiels, ultrasons) qui conduisent à des paramètres d'interprétation complexe (probabiliste) et présentent un coût élevé en raison de leur capacité d'auscultation limitée (proche de la surface).

Dans ce contexte, la détection de corrosion par Capteur à Fibre Optique (CFO) apparaît comme potentiellement intéressante en vertu des performances métrologiques, l'aspect passif (électrique et électrochimique), la capacité de multiplexage (pluralité de points de mesure sur une seule fibre), l'immunité électromagnétique (foudroiement) et le déploiement sur longue distance.

2. CFO DE CORROSION

Les procédés de CFO permettant une détection directe de la corrosion sont la colorimétrie (analyse spectrométrique de la lumière réfléchiée), la variation de réflectivité d'une interface métallique en extrémité de fibre [4] et la variation de pression ou de déformation induite par la corrosion. Ce dernier principe a été démontré avec les procédés BOTDA (*Brillouin Optical Time-Domain Analysis*) et réseaux de Bragg (*Fiber Bragg Gratings - FBG*) [5-8]. Le procédé BOTDA présente une limite de détection de l'ordre de 20 μ déformations et une résolution métrique qui nécessite d'enrouler la fibre pour aboutir à une résolution centimétrique.

L'usage de FBG permet d'atteindre une limite de détection (μ déformation) et une résolution spatiale (mm) améliorées mais leur coût limite encore leur déploiement en GC. Mises à part certaines structures présentant des défauts manifestes dès leur mise en service, il est impossible de prédire l'endroit où va démarrer une corrosion sur une infrastructure de grande ampleur. Une mesure répartie (*i.e.* continue le long de la fibre) est donc souhaitable.

La réflectométrie fréquentielle (*OFDR - Optical Frequency-Domain Reflectometry*) [9] présente des performances équivalentes à la métrologie par FBG mais avec l'avantage supplémentaire d'un coût de capteur réduit (fibre optique monomode), l'instrumentation de lecture étant déportée et éventuellement nomade.

Le CEA LIST évalue les performances d'un CFO de corrosion prototype basé sur le procédé OFDR, incorporant un mécanisme original de compensation des effets thermiques [4]-[5].

3. PREUVE DE CONCEPT D'UNE MESURE RÉPARTIE DE CORROSION PAR OFDR

Le CFO de corrosion prototype réalisé par le CEA LIST est montré en fig. 1a. Il est conçu comme une armature de renforcement (Fe-500, $\varnothing = 13$ mm, L = 300 mm) afin de ne pas affaiblir la structure et ne pas créer d'effet de pile (corrosion galvanique générée entre deux matériaux de potentiels électrochimiques différents). *De facto*, le CFO prototype se comporte aussi comme un extensomètre, permettant d'évaluer son chargement thermomécanique.

Un motif segmenté est alors réalisé dans le but de discriminer l'effet thermomécanique global de l'effet mécanique local induit par la corrosion. Ce CFO est ainsi constitué d'une armature en acier présentant périodiquement des portions découvertes (soumises à la corrosion) et des portions couvertes par un polymère époxy (assurant une protection contre la corrosion), servant de zones de référence. La période du motif est 50 mm. Une fibre optique monomode est collée dans une gorge pratiquée sur toute la longueur de l'armature par une colle époxy polymérisant à haute température (80°C). Le retour à la température ambiante s'accompagne d'une mise en contrainte de la fibre sur l'armature. Enfin, des anneaux de protection époxy sont déposés sur les zones de référence.

Une expérience de corrosion aqueuse accélérée a été réalisée par courant imposé (fig. 1b). Celle-ci met en œuvre un aquarium rempli d'eau salée (1,4 g/l) au sein duquel ont été plongées l'armature sous test (anode), une électrode en cuivre (cathode) et des pinces en cuivre appliquant la polarisation entre les deux. L'intensité est contrôlée par un générateur de courant (180 mA). La vitesse de corrosion théorique (loi de Faraday) est $V_{th} = 0,155$ %/h. La vitesse de corrosion expérimentale a été déterminée par procédé de pesage et vaut $V_{exp} = 0,16$ %/h. La vitesse relative de perte en masse est d'environ $8.10^{-4} h^{-1}$, soit 3,6 μ m/h pour un rayon découvert de 4,5 mm. Le facteur d'accélération est d'environ 330 par rapport à une corrosion naturelle.

Une trace OFDR de référence est tout d'abord enregistrée par le réflectomètre Luna OBR4600. Puis, le courant est appliqué et les traces OFDR sont enregistrées au cours du temps t. Les intercorrélations réalisées entre les traces sous polarisation et la trace de référence fournissent les profils de déformation induits par la corrosion aqueuse (Fig. 2a). A mesure que la masse de produits oxydés augmente, la contrainte appliquée à la fibre se relâche progressivement (décalage de fréquence négatif, déformation positive). L'amplitude du signal OFDR évolue en $t^{1/2}$ (fig. 2b), loi indicatrice d'un processus de diffusion limité par la présence des produits oxydés. La corrosion s'est propagée le long de l'axe de l'armature (positions 4,02 m, 4 m puis 3,94 m) en raison du gradient de champ électrique le long du CFO.

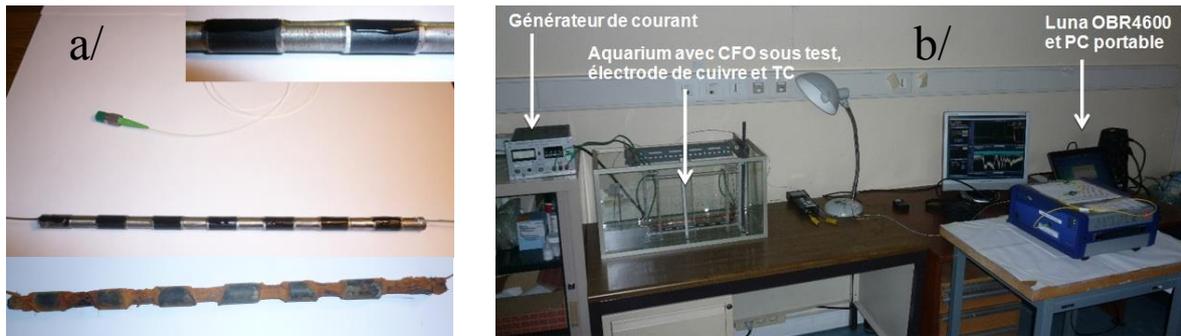


Fig. 1 : Capteur de corrosion OFDR avant et après l'expérience (a/) et vue de l'expérience (b/)

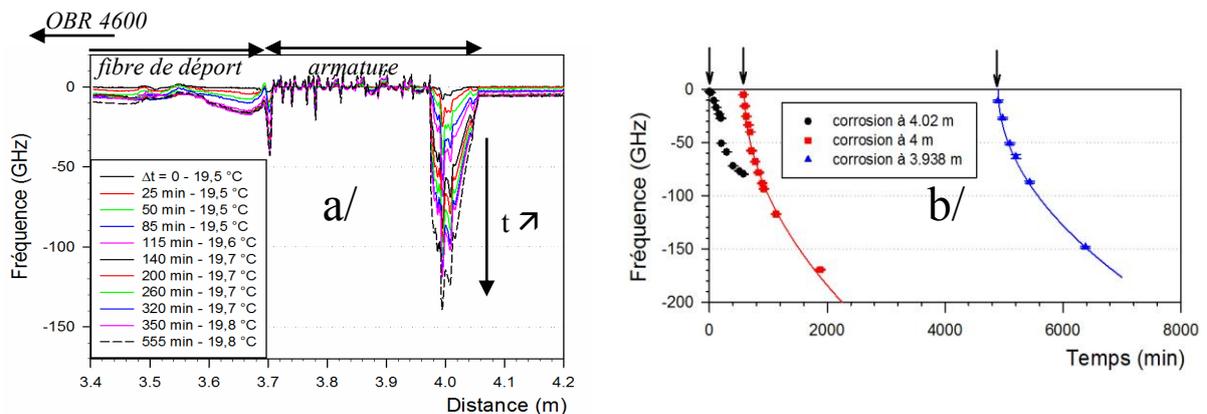


Fig. 2 : Expérience de corrosion aqueuse avec le prototype de capteur de corrosion OFDR segmenté (a/ : Exemples de relevés de déformations OFDR le long de l'armature, b/ : Cinétique de corrosion)

CONCLUSION

La métrologie OFDR est étudiée dans le but de réaliser une mesure répartie et *in situ* de l'état de corrosion des armatures de renforcement des structures en béton, dans une perspective de maintenance conditionnelle. Le CFO de corrosion prototype proposé est bâti à partir d'une armature de renforcement afin de ne pas affaiblir la structure et ne pas générer de corrosion galvanique. Un motif segmenté est pratiqué afin de discriminer le chargement thermomécanique global de l'effet mécanique local induit par les principaux schémas de corrosion (piques, carbonatation, sulfatation). La faisabilité est démontrée par corrosion aqueuse accélérée en présence de chlorures. La technique permet de localiser l'apparition d'une corrosion le long de l'armature (résolution centimétrique), déterminer son origine et suivre son évolution au cours du temps.

REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient Valérie L'Hostis (CEA/DEN/DANS/DPC/SECR/LECBA) pour son aide.

RÉFÉRENCES

- [1] V. Baroghel-Bouny, Tech. de l'Ing., **C2245**, 10 mai 2005, pp 1-14
- [2] V. L'Hostis, A. Raharinaivo, G. Taché, Tech. De l'Ing., **cor 407**, 2009, pp. 1-17
- [3] R. El-Houssain, Thèse de l'Université Claude Bernard (Lyon 1), 16 décembre 2004
- [4] C.K.Y. Leung *et al.*, Mater. Struct. **48**, 2015, pp. 871-906
- [5] J. Mao, J. Chen, L. Cui, W. Jin, C. Xu, Y. He, Sensors **15**, 2015, pp. 8866-8883
- [6] S. Ali-Alvarez, Thèse de l'Université de Grenoble-Alpes I-MEP2, 19 septembre 2016
- [7] S. Ali-Alvarez, P. Ferdinand, S. Magne, R.P. Nogueira, SPIE **8692**, 2013, 86924U-1
- [8] S. K. T. Grattan *et al.*, Sens. J. IEEE, **9** (11), 2009, pp. 1494-1502
- [9] B. Soller, D. Gifford, M. Wolfe, M. Froggatt, Opt Express, **13** (2), 2005, pp. 666-674

METHODE DE ROTATION DE PHASE DE LA CONSTELLATION AFIN DE REDUIRE LE BRUIT DU TRANSMETTEUR DANS LES RESEAUX OPTIQUES

Sylvain Almonacil^{1,2}, Philippe Jennev  ¹, Petros Ramantanis¹, Patricia Layec¹

¹ Nokia Bell Labs, 91620 Nozay, France

² Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Université Paris-Saclay, Palaiseau 91127, France

sylvain.almonacil@nokia.com

RÉSUMÉ

Nous présentons une nouvelle méthode de rotation de phase de la constellation pour réduire la pénalité de quantification des DACs résultant de la pré-compensation de la dispersion chromatique (CD). Pour effacer cette rotation induite par la CD, nous proposons une méthode en 2 étapes. Nous démontrons expérimentalement un gain de 1dB en SNR pour un signal 16QAM utilisant un DAC de résolution 4 bits.

MOTS-CLEFS : *convertisseur numérique ; quantification ; réseaux optiques*

1. INTRODUCTION

Les réseaux optiques métropolitains déploient de plus en plus de transpondeurs cohérents et cette demande pour cette nouvelle technologie devrait croître encore pour passer de 28% à 58% du nombre total de transpondeurs cohérents déployés [1]. Les réseaux métros sont très souvent hétérogènes, c'est-à-dire qu'ils consistent en un mélange de liens à compensation de dispersion et de liens non gérés en dispersion. Ils sont également plus contraints en termes de consommation d'énergie et de coût que les réseaux de cœur. Des développements spécifiques sont donc nécessaires, notamment pour limiter les imperfections du matériel.

Les transpondeurs cohérents sont conçus pour supporter plusieurs débits en jouant sur le format de modulation, le débit symbole, le filtrage de mise en forme du signal. Pour cela, les convertisseurs numériques-analogiques (DAC) sont obligatoires et représentent une part importante de la consommation du transpondeur (40%) pour des convertisseurs de 8 bits de résolution [1]. Les défauts de ces convertisseurs numériques haute résolution viennent principalement de leur bande passante limitée, qui peut être compensée par un algorithme de pré-compensation d'intensité (*pre-emphasis* en anglais) [2-3]. Une solution pour réduire la consommation d'énergie est de diminuer la résolution du convertisseur numérique en l'abaissant à 3 ou 4 bits [1] mais en contrepartie le bruit de quantification est augmenté. Des travaux récents ont évalué la pénalité introduite sur la performance [4]. De plus, les réseaux métros avec compensation de dispersion ont tendance à augmenter le rapport entre puissance crête et moyenne (PAPR) entraînant une diminution supplémentaire du rapport signal sur bruit de quantification (SQNR), particulièrement pénalisante pour un DAC faible résolution.

Dans cet article, nous proposons une technique de rotation de phase de la constellation (CPRT) au niveau de l'émetteur afin d'améliorer le rapport signal sur bruit (SNR)    la réception. Nous vérifierons expérimentalement l'efficacité de CPRT avec un signal 16QAM.

2. TECHNIQUE DE ROTATION DE PHASE (CPRT)

Le modèle de transmission utilisé est décrit en figure 1. Deux DAC indépendants convertissent les composantes réelles et imaginaires du champ électrique. La pénalité due à la quantification du DAC est définie par le nombre de bit de résolution:

$$SQNR_{dB} = 6 \cdot PNOB - PAPR_{dB} + 4.77 \quad (1)$$

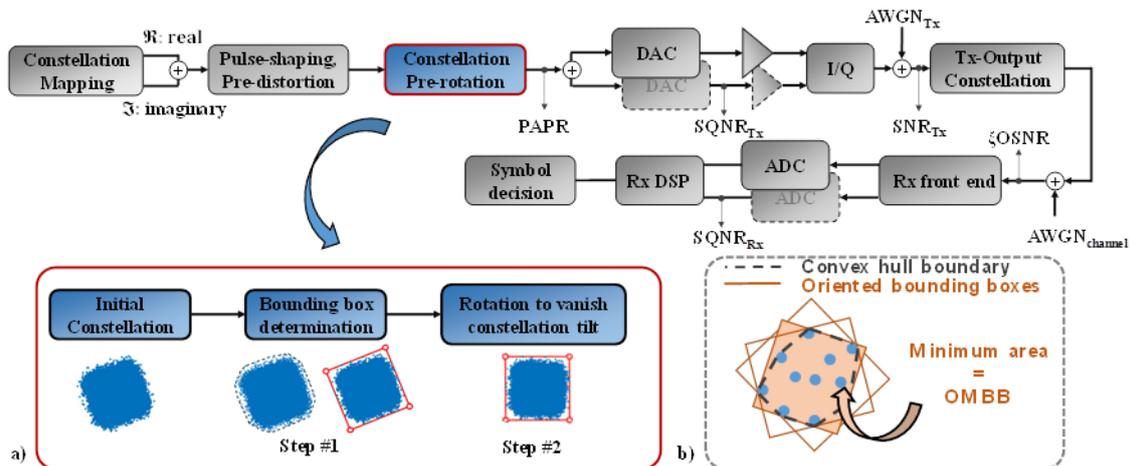


Fig. 1 : Modèle de transmission utilisé. (a) zoom sur la technique de rotation de phase illustrée pour un signal 64QAM, 32GBaud, RRC de facteur 0.4 et pré-dispersion de 100 ps/nm ; (b) détails de l'étape 1 de CPRT

Où SQNR est le rapport signal à bruit de quantification et PAPR est le rapport entre puissance crête et moyenne avant le DAC. L'équation (1) indique qu'une minimisation du rapport crête est nécessaire pour maximiser le rapport signal à bruit de quantification. En présence de pré-compensation de la dispersion chromatique (*pré-dispersion*) le rapport crête du signal augmente sous l'effet combiné du mélange entre différents symboles et de la rotation de phase de la constellation. Alors que le premier effet ne peut pas être compensé, la rotation de phase de la constellation due à la CD peut être annulée. C'est le but de notre algorithme de rotation de phase. En effet, dans la limite des faibles valeurs de pré-dispersion (moins de 500 ps/nm) la constellation garde sa forme initiale carrée et il est possible de déterminer son orientation par un algorithme de type « *oriented minimum bounding box* » comme illustré en figure 1(a), étape 1 et figure 1(b). Cet algorithme calcule le carré d'aire minimale contenant tous les points de la constellation. En étape 2 on applique ainsi une rotation d'angle opposé pour minimiser le rapport crête.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous évaluons la technique proposée sur un banc expérimental comportant un DAC 8 bits opérant à 81.28GS/s. En sortie de transmetteur, un atténuateur optique combiné à un amplificateur assure une puissance optique constante dans le mixeur cohérent, et nous varions la valeur de l'OSNR par une charge de bruit d'ASE. La partie réception consiste en un mixeur cohérent associé à un oscilloscope numérique cadencé à 200 GS/s et dont la bande passante électrique est volontairement limitée à 30 GHz pour rejeter le bruit hors bande du signal. Les signaux électriques acquis sont rééchantillonnés 2 échantillons par symbole, compensés de la dispersion chromatique, démultiplexés en polarisation et échantillonnés à 1 échantillon par symbole par un algorithme de type « module constant ». Finalement, après compensation de la différence de phase entre l'oscillateur local du récepteur et le laser d'émission, la constellation est analysée par la méthode proposée en [5] et un comptage du nombre d'erreurs est effectué sur les données estimées.

Dans la figure 2(a), nous mesurons le SNR en fonction de l'OSNR pour un DAC de 4 bits de résolution. La résolution de 4 bits est obtenue en sélectionnant un nombre restreint de niveaux de quantifications régulièrement espacés parmi les 255 (2^8-1) niveaux physiquement disponibles. On observe que dans le régime de faible OSNR, le SNR est proportionnel à l'OSNR suggérant que le bruit dominant est l'ASE. Au contraire, dans le régime de fort OSNR, le SNR sature résultant d'une limitation liée au bruit de quantification, au bruit de l'émetteur et au bruit du récepteur. Afin de mettre en évidence l'effet de la rotation de phase de la constellation, nous générons un signal 16-QAM avec une vitesse de modulation de 32.5 GBaud et une pré-dispersion de 250 ps/nm (soit la compensation complète d'environ 60 km de fibre *LEAF*). Le signal généré est préalablement filtré par un filtre racine carré de cosinus surélevé (*root-raised-cosine*) d'affaiblissement 0.4 afin de réduire son occupation

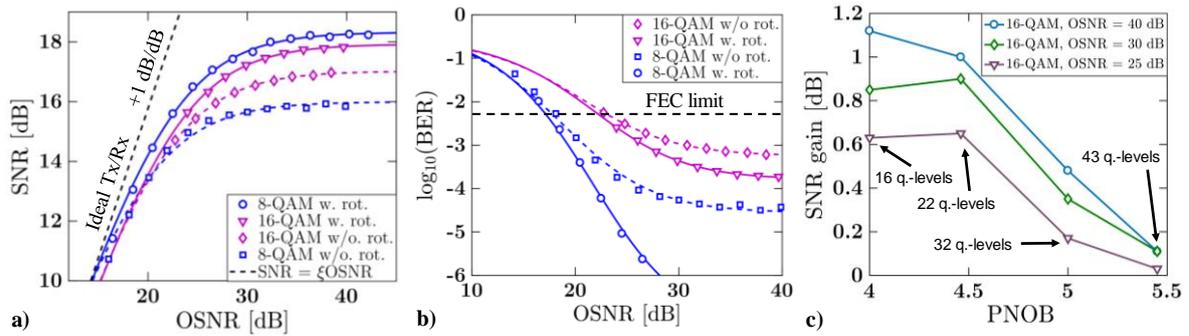


Fig. 2 : Résultats expérimentaux (a) SNR vs. OSNR pour 16QAM (resp. 8QAM) avec un filtre RRC de facteur 0.4 et une pré-dispersion de 250 ps/nm (resp. 0 ps/nm) avec 4 bits de résolution ; (b) BER vs. OSNR pour les mêmes configurations ; (c) Variation du SNR en fonction de la résolution du DAC

spectrale. Avec les paramètres ci-dessus, le signal en entrée du DAC présente une rotation de l'ordre de 45° par rapport aux axes réels et imaginaires et cela à cause de la pré-dispersion émulée. Nous observons alors qu'en employant la méthode de rotation de phase de la constellation, le seuil de saturation du SNR est repoussé puisque la rotation de la constellation due à la pré-dispersion est annulée, minimisant le rapport crête du signal quantifié et réduisant ainsi le bruit de quantification. Le gain mesuré est 1.1 dB pour le signal 16QAM. Comme illustration supplémentaire de notre méthode, nous l'appliquons à une constellation de type Star-8-QAM dont la disposition initiale des symboles maximise le rapport crête du signal, et ce même en absence de pré-dispersion. On observe qu'en appliquant la méthode de la rotation de phase de la constellation, la constellation est tournée de 45° et le gain en SNR s'élève à 2.3dB.

La figure 2(b) montre ce gain en termes de taux d'erreurs (BER) en fonction de l'OSNR. Dans la figure 2(c), nous présentons le gain en SNR en fonction de la résolution du DAC. Le gain augmente naturellement lorsque la résolution diminue puisque CPRT agit sur le bruit de quantification uniquement. Pour 4 bits de résolution, le bruit dominant est celui de quantification.

CONCLUSIONS

Nous avons proposé une technique de rotation de phase permettant de réduire le bruit de quantification d'un DAC de faible résolution pour des systèmes optiques métropolitains gérant la dispersion. Nos mesures expérimentales ont montré un gain de 1.1dB pour un signal 16QAM pour un DAC de 4 bits de résolution.

REFERENCES

- [1] T. Kupfer, A. Bisplinghof, T. Duthel, C. Fludger, and S. Langenbach, "Optimizing Power Consumption of a Coherent DSP for Metro and Data Center Interconnects," in Proc. OFC, 2017.
- [2] A. Napoli, et al., "Digital Compensation of Bandwidth Limitations for High-Speed DACs and ADCs," J. of. Lightw. Technol., vol. 34, no. 13, pp. 3053–3064, Jul. 2016.
- [3] P.W. Berenguer, et al., "Nonlinear Digital Pre-distortion of Transmitters Components," J. of. Lightw. Technol., vol. 34, no. 8, pp. 1739-1745, Apr. 2016.
- [4] X. Chen, et al., "Experimental Quantification of Implementation Penalties from Limited ADC Resolution for Nyquist Shaped Higher-Order QAM," in Proc. OFC, 2016
- [5] P. Jennevé, P. Ramantanis, N. Dubreuil, F. Boitier, P. Layec, and S. Bigo, "Measurement of Optical Nonlinear Distortions and Their Uncertainties in Coherent Systems," J. of. Lightw. Technol., vol. 35, no. 24, pp. 5432-5439, Dec. 2017.

NOUVEAUX LASERS HYBRIDES III/V SUR SILICIUM LARGEMENT ACCORDABLES POUR LES RESEAUX D'ACCES NG-PON2

A. Gallet^{1,3}, N. Girard¹, D. Make¹, J-G. Provost¹, A. Shen¹, G.-H. Duan¹, H. Debrégeas, S. Malhouitre², S. Olivier², K. Hassan² et F. Grillot^{3,4}

¹ III-V Lab, a joint lab of 'Nokia Bell Labs', 'Thales Research and Technology' and 'CEA Leti', Campus Polytechnique, 1, Avenue A. Fresnel, 91767 Palaiseau Cedex, France, ² CEA LETI, Minatoc, 17 rue des Martyrs, F-38054 GRENOBLE cedex 9, France.

³LTCl, Telecom ParisTech, Université Paris Saclay 46 rue Barreau, 75634 Paris Cedex 13, France.

⁴Center for High Technology Materials, UNM, 1313 Goddard SE, Albuquerque, NM87106-4343, USA.

antonin.gallet@3-5lab.fr

RÉSUMÉ

Ce travail présente un nouveau type de laser accordable hybride III-V/Si pour l'accès NG-PON2. Le laser combine un résonateur en anneau avec un interféromètre de Mach-Zehnder. Il est largement accordable et présente des performances compatibles avec les spécifications de NG-PON2.

MOTS-CLEFS : Photonique Silicium, NG-PON2, Laser accordable, Mach-Zehnder

1. INTRODUCTION

Les réseaux d'accès NG-PON2, standardisés en 2014 [1] utilisent un système de multiplexage en temps et longueurs d'onde point à multipoints (TWDM-PON) ou un multiplexage en longueur d'onde point à point (PtP WDM). Le multiplexage en longueur d'onde se fait dans le sens montant et descendant. Dans le sens montant celui-ci nécessite des lasers accordables en longueur d'onde pour permettre une utilisation « sans couleur » (*colorless*) du réseau : l'opérateur n'a pas besoin de fixer a priori la longueur d'onde d'émission du client. Le réseau TWDM PON propose trois versions d'allocation des longueurs d'onde : la bande étroite (1532-1540 nm), réduite (1528-1540 nm) et large (1524-1544 nm), présentée en orange sur la figure 1. Un système TWDM PON utilise pour l'instant quatre longueurs d'ondes dans ces bandes espacées de 50, 100 ou 200 GHz. L'utilisation de plusieurs longueurs d'onde permet de différencier les clients et ainsi s'adapter à différents besoins (voir fig. 2b). Pour répondre aux problématiques de coûts et de volume du marché des réseaux d'accès NG-PON2, des lasers III-V sur silicium ont été développés. Ces lasers peuvent être directement modulés à 2.5 Gb/s et 10 Gb/s [2], avec un niveau de performances répondant aux standards NG-PON2. Dans cet article, nous présentons un nouveau type de laser III-V sur silicium fortement accordable et compatible avec les trois options d'allocation de longueur d'onde du NG-PON2.

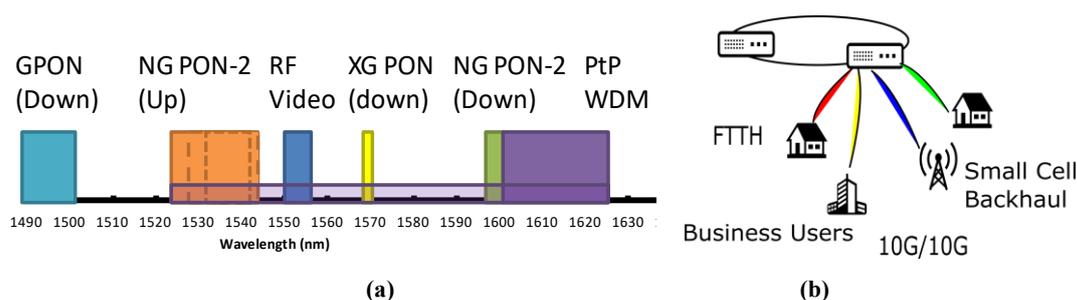


Fig. 1 : (a) Allocation des longueurs d'ondes des réseaux d'accès. Les 3 options d'allocations pour le réseau NG-PON2 montant sont représentées en orange. (b) Diversité des clients NG-PON2.

2. TROIS TYPES DE LASERS ACCORDABLES III-V SUR SILICIUM

Les lasers III-V/Si ont une cavité hybride : la lumière est soit entièrement dans le silicium, soit partagée entre le III-V et le silicium. Pour obtenir un laser monomode, un résonateur en anneau (RA) placé dans la cavité est réalisé à l'aide de guide silicium afin de filtrer un unique mode Fabry-Perot. La sélectivité d'un tel filtre est donnée par : $\Delta\lambda_{FWHM} = ISL/F$. La finesse F de l'anneau est déterminée par la transmission du coupleur directionnel utilisée pour réaliser le RA et par les pertes du guide silicium. L'intervalle spectral libre (ISL) est donné par $ISL = \lambda^2/n_gL$ où L est le périmètre du RA et n_g l'indice de groupe dans le guide silicium. Pour obtenir un laser monomode à partir d'un seul anneau, il faut que l'ISL soit de l'ordre de grandeur de la largeur spectrale du gain (~45 nm). Cette contrainte limite la sélectivité du filtre et donc le taux de réjection des modes secondaires (TRMS). Une valeur de TRMS maximale de 30 dB a été obtenue avec ce système [REF]. En injectant un courant I_{RA} dans la résistance située au-dessus du RA on change l'indice du résonateur ce qui permet d'accorder le laser. L'accordabilité du laser simple anneau est cependant limitée à 10 nm à cause de la fragilité de la résistance, ce qui permet uniquement de répondre aux spécifications des bandes étroites du standard NG-PON2.

Pour augmenter le TRMS et la plage d'accordabilité, l'alternative consiste à utiliser deux anneaux en série dont l'ISL est légèrement décalé (effet vernier) [2]. Ceci permet d'obtenir des TRMS de 50 dB et d'accroître la plage d'accordabilité à 45 nm pour des anneaux avec un ISL de 3 nm. Cependant, l'utilisation de deux anneaux peut entraîner des difficultés de réglages de longueur d'onde : lorsque l'on chauffe un anneau, la longueur d'onde change brutalement d'une quantité égale à l'ISL du second anneau soit 3 nm. Il est alors nécessaire de chauffer les 2 anneaux simultanément pour accorder précisément le laser. Il faut de plus régler la phase du laser pour obtenir de bons TRMS.

Afin d'obtenir de larges plages d'accord et de bons TRMS tout en gardant un contrôle simple de la longueur d'onde, ce travail présente un nouveau système accordable basé sur la combinaison d'un anneau et d'un interféromètre de Mach-Zehnder (MZI). Les différents systèmes sont présentés sur la figure 2a. Le système RA+MZI utilise un anneau d'ISL plus petit que la courbe de gain (ici ISL = 20 nm). On vient éteindre les pics secondaires de l'anneau à l'aide du MZI, comme présenté en figure 2b. Pour accorder la longueur d'onde du laser, on ajuste le MZI de façon

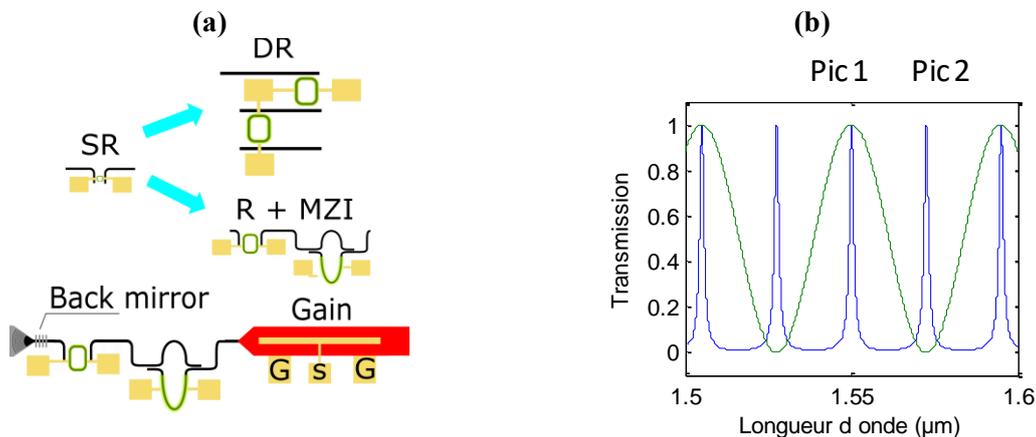


Fig. 2 : (a) Différent systèmes accordable : simple anneau, double anneau en série et anneau et Mach-Zehnder. Composant constitué d'un miroir 100%, d'un système accordable R+MZI et d'une section de gain clivée. (b) Principe du système anneau et interféromètre Mach Zehnder.

à obtenir un bon SMSR puis on injecte un courant I_{RA} dans la résistance située au-dessus du RA. On remet ensuite I_{RA} à zéro et on bascule le MZI pour obtenir une longueur d'onde plus élevée (pic 2 de la figure 2b). Les avantages de cette configuration sont d'une part l'augmentation de la finesse du filtre dû à la réduction de l'ISL, d'autre part l'augmentation du caractère accordable et sa simplicité de mise en oeuvre.

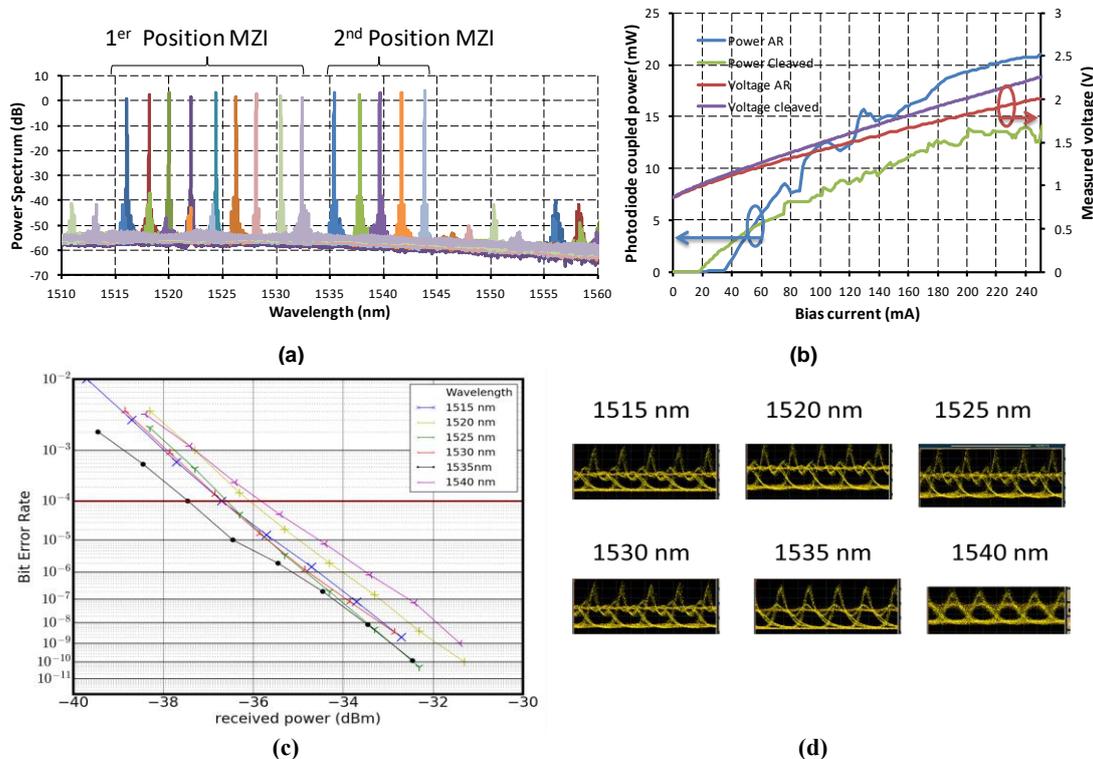


Fig. 3 : (a) Accordabilité du laser RA+MZI (b) Courbes PIV du laser, pour un composant clivé et pour un composant avec traitement anti reflet 2%. (c) Taux d'erreur binaire à 2.5 Gb/s. La limite du code correcteur d'erreur du standard NG-PON2 (10^{-4}) est indiquée en rouge. (d) Diagrammes de l'œil correspondants.

3. CARACTERISTIQUES STATIQUES ET DYNAMIQUES

Le spectre d'un laser RA+MZI est présenté en figure 3a . Le résultat montre une accordabilité de 30 nm et des TRMS supérieurs à 40 dB. La seconde plage d'accordabilité s'obtient en changeant I_{RA} , comme indiqué sur la figure 3a. Les courbes puissance-courant-tension (PIV) mesurées avec un détecteur large sont présentées en fig. 3b pour deux lasers. Le premier laser est mesuré après l'avoir clivé dans la région du gain (courbe verte). Le second laser après avoir apposé un traitement anti-reflet avec un coefficient de réflexion en intensité de 2% sur la facette clivée (courbe bleue). On observe un meilleur seuil dans le premier cas mais une puissance plus importante dans le second. En augmentant les pertes miroirs on améliore l'efficacité différentielle mais aussi l'asymétrie de puissance dans la cavité. Lorsqu'on baisse le coefficient de réflexion, la puissance se concentre sur la facette de sortie du laser. Cela permet d'obtenir des puissances supérieures à 10 dBm pour des courants de 100 mA. Les courbes de taux d'erreurs binaires (TEB) et les diagrammes de l'œil sont représentées en fig. 2c et fig. 2d pour 6 canaux espacés de 5 nm. Le laser est polarisé à 80 mA et la tension appliquée est d'environ $2V_{pp}$ à 2.5 Gb/s. Le taux d'extinction est de 6dB. La sensibilité à TEB de 10^{-4} est de -36.5 dBm en moyenne soit des budgets optiques de près de 40 dB. La différence de TEB entre les canaux est due à des différences de réglages des paramètres de modulation. Ces résultats valident donc l'utilisation de ce type de laser pour l'accès NG-PON2.

CONCLUSION

Le laser introduit ici présente des performances compatibles avec les spécifications de NG-PON2 à 2.5 Gb/s. Il est accordable sur la bande large de NG-PON2. De futurs tests indiqueront s'il est possible d'utiliser ce laser en mode paquet, ce qui pourrait confirmer son attrait pour l'accès.

REFERENCES

- [1] D. Nessel, "NG-PON2 Technology and Standards," in *Journal of Lightwave Technology*, vol. 33, no. 5, pp. 1136-1143, March, 1 2015
- [2] G. H. Duan *et al.*, "New Advances on Heterogeneous Integration of III-V on Silicon," in *Journal of Lightwave Technology*, vol. 33, no. 5, pp. 976-983, March, 1 2015

OBSERVATION DE PHOTOCHROMISME SUR AMPLIFICATEUR FORTE PUISSANCE A BASE DE FIBRE OPTIQUE DOUBLE-GAINE CODOPEE ERBIUM-YTTERBIUM

Thierry Robin¹, Thierry Gotter¹, Alexandre Barnini¹, Pascal Guitton¹, Ronan Montron¹, Gilles Mélin¹, Carine Ranger¹, Arnaud Laurent¹, Sylvain Girard², Benoît Cadier¹

¹ *ixblue Photonics, Rue Paul Sabatier, 22300 Lannion, France*

² *Laboratoire Hubert Curien, 18 rue Professeur Benoît Lauras, 42000 Saint-Etienne, France*

thierry.robin@ixblue.com

RÉSUMÉ

Nous avons récemment mis en évidence un phénomène de photochromisme sur les fibres à double gaine co-dopées erbium-ytterbium utilisées communément pour la réalisation de sources à 1,5 μm . Nous présentons ici une hypothèse sur l'origine de ce phénomène et la solution que nous avons mise en œuvre pour réduire drastiquement ce photochromisme et ce, pour des puissances de sortie jusqu'à 20 W.

MOTS-CLEFS : *fibre optique, amplificateur, erbium/ytterbium, photochromisme*

1. INTRODUCTION

Les fibres optiques double-gaine à cœur phospho-silicate co-dopées Erbium-Ytterbium [1] sont utilisées dans de très nombreuses applications, nécessitant des sources puissantes à 1,5 μm , telles que les systèmes de télécommunications, les LIDAR, les lasers médicaux et bien d'autres encore. Ces fibres sont typiquement pompées avec des diodes émettant à 915, 940 ou 976nm afin d'exciter les ions ytterbium qui, à leurs tours et grâce à un transfert phononique, excitent les ions erbium qui émettent ainsi à 1,5 μm . L'efficacité du transfert d'énergie entre les ions ytterbium et erbium exige un fort taux de phosphore dans le cœur, ce qui se traduit par une forte ouverture numérique du cœur dopé. L'optimisation du ratio atomique ytterbium sur erbium permet de limiter les émissions parasites à 1 μm qui ont tendance à provoquer la destruction des systèmes optiques causée par des phénomènes erratiques de laser pulsé à 1 μm . Nous avons observé récemment, sur des amplificateurs optiques utilisant de telles fibres optimisées, que la puissance de sortie diminuait de façon continue et irréversible et ce, dès 7W. La dynamique du phénomène est fortement dépendante de la puissance de sortie et devient catastrophique pour le niveau maximal de cette étude de 50W. Notre étude a montré que toutes les fibres proposées sur le marché souffraient de ce phénomène.

2. CARACTERISTIQUES DES FIBRES ETUDIEES

Les fibres de cette étude ont été fabriquées par la méthode MCVD avec dopage en solution [2]. La composition du cœur ainsi que les principales caractéristiques des fibres sont présentées dans les tableaux 1 et 2.

Phosphore (At.%)	Silicium (At.%)	Oxygène (At. %)	Erbium (ions.m ⁻³)	Ytterbium (Ions.m ⁻³)
6.2	25.5	67.6	2.5x10 ²⁵	37x10 ²⁵

table 1: Composition typique du cœur

Ces fibres, de géométrie octogonale, ne sont pas strictement monomodes mais permettent néanmoins de produire des faisceaux limités par la diffraction en sortie d'amplificateur.

Coeur/gaine dia. (μm)	ON Coeur/gaine	Taille de mode à $1.5\mu\text{m}$ (μm)	Abs. Coeur (E_r) à 1536nm (dB/m)	Abs. gaine (Y_b) à 915nm (dB/m)	Pertes de fonds à 1100nm (dB/km)
12/125	0.20 / 0.48	9.6	49	3.0	7

table 2: caractéristiques typiques sur fibre

3. TEST EN AMPLIFICATEUR A HAUTE PUISSANCE

Le test d'endurance long terme est mené sur un banc de tests de type amplificateur à pompage contra-propagatif comme représenté sur la figure 1.

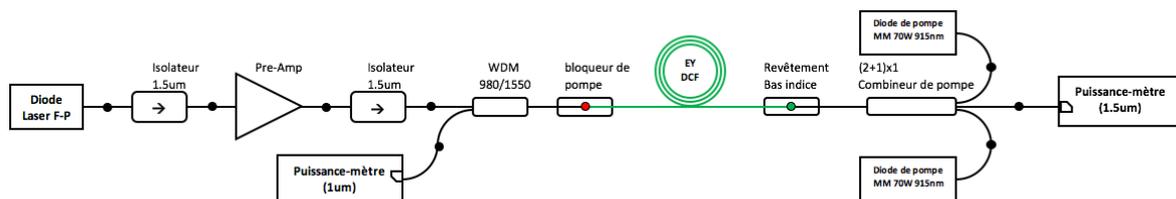


Figure 1: Banc de test amplificateur

Le signal d'une source de type Fabry-Pérot à 1545 nm de 80 mW est injecté dans la fibre sous test. La largeur spectrale de cette source nous protège d'effets non linéaire de type SBS. Le signal de pompe multimode à 915 nm provient de 2 diodes de 75 W chacune ($0,22\text{NA}$ $105\mu\text{m}$). L'ensemble du dispositif bénéficie d'une dissipation thermique. La fibre optique de sortie est une fibre monomode de type SMF 28 avec une face polie clivée en angle.

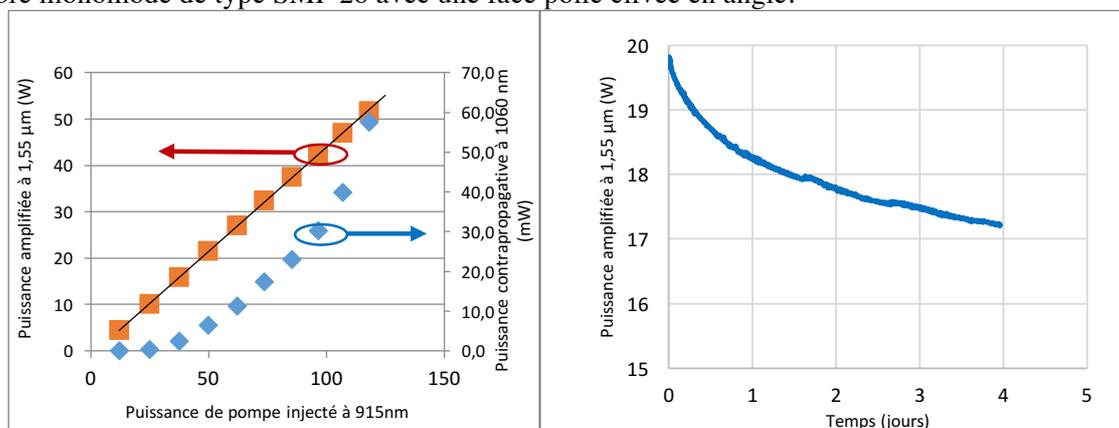


Figure 2: Puissance de sortie de l'amplificateur versus puissance de pompe (à gauche) et stabilité temporelle à 20W (à droite) d'une fibre optimisée pour la haute puissance $1.5\mu\text{m}$

Ce dispositif nous permet de démontrer, sur la figure 2 à gauche, que nos fibres permettent d'obtenir jusqu'à 50 W de puissance de sortie tout en gardant un faible niveau d'émission parasite à $1\ \mu\text{m}$. La puissance de sortie cependant diminue lors d'un test d'endurance conduit sur 4 jours (figure 2 à droite).

4. PHOTOCROMISME

Cette diminution de puissance est permanente et irréversible. Des expériences, qui seront présentées en détail à la conférence, nous ont permis d'établir que l'origine de la dégradation est localisée, et uniquement, dans le cœur dopé de la fibre et ce, du côté d'injection de la pompe. Le

phénomène se traduit dans le cœur actif de la fibre par une perte en excès à la longueur d'onde du signal, c'est à dire à $1,5\mu\text{m}$. Il s'agit donc d'un noircissement du cœur à $1,5\mu\text{m}$ provoqué par une irradiation à 915nm , ce qui justifie le terme de photochromisme; terme utilisé abondamment ces dernières années pour les fibres dopées Ytterbium pour les sources optiques émettant à $1\mu\text{m}$ [3].

Par ailleurs, la cinétique de ce photochromisme est fortement corrélée à la température du cœur de la fibre sous test. Il faut rappeler que ces fibres présentent une efficacité de conversion de puissance de l'ordre de 50% ce qui implique qu'à forte puissance de pompe, le cœur de la fibre peut atteindre localement une température de plus de 300°C . A ce stade nous émettons l'hypothèse que ce phénomène est lié à la création en 2 temps, de centres colorés de type P1 (défaut lié au phosphore) 0 par l'intermédiaire de défauts POHC en présence de fortes températures.

Nous avons mis en œuvre une stratégie de réduction du photochromisme par modification de la composition du cœur de la fibre optique, ce qui nous a permis de diminuer ce phénomène, comme le montre la figure 3 ci-dessous. La nouvelle fibre développée dite 'HPA' permet d'obtenir, en configuration amplificateur, une stabilité de la puissance de sortie à 20W sur plus d'un mois de test en continu.

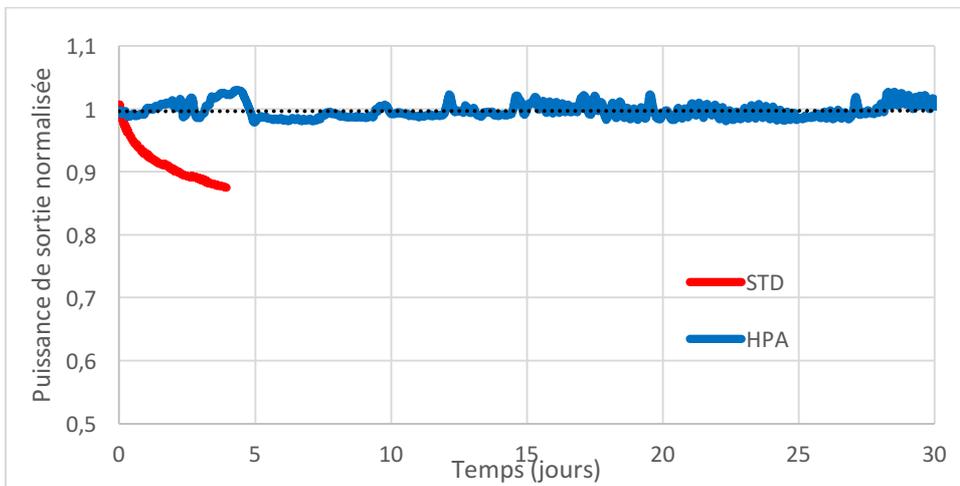


Figure 3: Test d'endurance à 20W pour la fibre optimisée 'HPA' comparée à la fibre standard 'STD'

CONCLUSION

Nous avons mis en évidence qu'à très forte puissance, les fibres à double gaine co-dopées Erbium-ytterbium présentent un phénomène de photo-noircissement, jusqu'alors non décrit dans la littérature. Une solution a été mise en œuvre pour supprimer ce photochromisme. Une nouvelle fibre dite 'HPA' permet d'obtenir plus de 20 W de puissance de sortie sans diminution notable de celle-ci sur 30 jours de pompage en continu, permettant une utilisation industrielle de telles sources.

RÉFÉRENCES

- [1] Grubb, S.G., Cannon, R.S., Barnes, W.L., Taylor, E.R. and Townsend, J.E. "High-power sensitised erbium optical fibre amplifier" Optical Fiber Communication Conference, United States. 18-22 Feb 1991.
- [2] Guillaume G. Vienne, Julie E. Caplen, Liang Dong, John D. Minelly, Johan Nilsson, and David N. Payne, "Fabrication and Characterization of $\text{Yb}^{3+} : \text{Er}^{3+}$ Phosphosilicate Fibers for Lasers" J. Lightwave Technol. **16**, 1990- (1998).
- [3] J. J. Koponen, M. J. Söderlund, H. J. Hoffman, and S. K. T. Tammela, "Measuring photodarkening from single-mode ytterbium doped silica fibers," Opt. Express **14**, 11539-11544 (2006)
- Girard, S., Marcandella, C., Morana, A., Perisse, J., Di Francesca, D., Paillet, P., Mace, J.-R., Boukenter, A., León, M., Gaillardin, M., Richard, N., Raine, M., Agnello, S., & Cannas, M., Ouerdane, Y. (2013). Combined High Dose and Temperature Radiation Effects on Multimode Silica-Based Optical Fibers. Nuclear Science, IEEE Transactions on. 60. 4305-4313. 10.1109/TNS.2013.2281832.

SOURCE LASER FIBREE PICOSECONDE DE FORTE PUISSANCE MOYENNE ET DE FORTE PUISSANCE CRETE A 2 MICRONS

Jean Paul Yehouessi, Sébastien Vidal*, Quentin Guichot, Adèle Morisset, Johan Boulet

Centre Technologique Optique et Laser ALPhANOV, 33400 Talence, France

sebastien.vidal@alphanov.com

RÉSUMÉ

Nous présentons ici une architecture laser entièrement fibrée et à maintien de polarisation délivrant des impulsions accordables temporellement entre 400 ps et 10 ns avec une puissance moyenne supérieure à 15 W à 2 μm . Cette source laser permet de générer des impulsions avec une forte puissance crête, de l'ordre de 100 kW, particulièrement adaptées pour la génération de supercontinuum dans l'infrarouge lointain et la spectroscopie Lidar.

MOTS-CLEFS : *source fibrée; 2 microns*

1. INTRODUCTION

Les systèmes lasers opérant autour de 2 μm bénéficient d'un engouement croissant depuis plusieurs années car ils offrent une solution de choix pour de nombreuses applications comme la spectroscopie moyen infrarouge, la génération de supercontinuum, le traitement de matériaux, l'analyse à distance et la génération d'harmoniques d'ordre élevé [1]. Les progrès récents dans la fabrication de composants fibrés matures fonctionnant dans cette gamme de longueur d'onde a permis d'accélérer le développement de systèmes fibrés fonctionnant en régime continu et pulsé [2]. En régime nanoseconde, des dispositifs lasers ont permis d'accéder à des puissances moyennes records supérieures à 200 W [3]. Très récemment, Liang *et al.* ont démontré l'intérêt d'utiliser une source laser picoseconde intense à 2 μm pour générer un supercontinuum ultra-large pouvant s'étendre jusqu'à 5 μm [4]. Ils utilisaient pour cela une architecture fibrée complexe nécessitant des passages en espace libre.

Dans la suite de cet article, nous allons présenter une architecture laser entièrement fibrée et à maintien de polarisation qui permet d'obtenir des impulsions picosecondes à 2 μm avec une puissance crête supérieure à 100 kW et une forte puissance moyenne supérieure à 15 W. La compacité et la fiabilité de ce système s'avèrent particulièrement intéressantes pour des applications industrielles.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental utilisé est présenté sur la Figure 1.

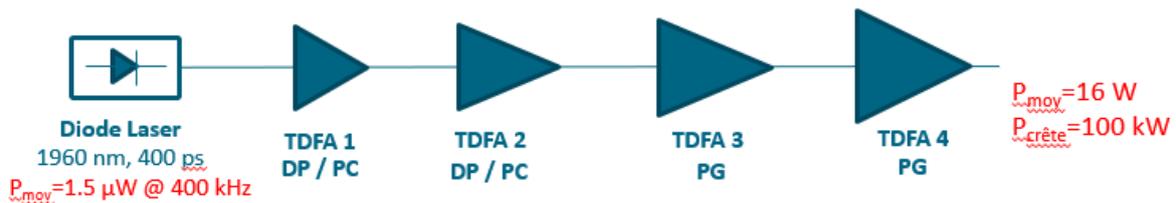


Fig. 1 : Architecture laser entièrement fibrée permettant d'obtenir 16 W à 1960 nm en régime picoseconde. TDFA : amplificateur à fibre dopée Thulium. DP : double passage, PC : pompage cœur, PG : pompage gaine.

Une diode laser commerciale émettant à 1960 nm est modulée en courant à l'aide d'une électronique de précision "faite maison" pour générer des impulsions de 400 ps à 400 kHz. Habituellement utilisées dans un régime de fonctionnement continu ou quasi-continu, les diodes laser peuvent en effet permettre de générer des impulsions lasers de durée inférieure à 1 ns lorsqu'on les utilise dans un régime pulsé particulier appelé "gain switching" (en français "commutation du gain laser"). Pour bien maîtriser ce processus, il faut disposer d'un "driver" électronique très performant permettant de contrôler avec précision la puissance et la durée des impulsions électriques lors des phases de pompage. Dans cette configuration, la puissance moyenne fournie par la diode modulée à une cadence de 400 kHz est de l'ordre de $P_{\text{moy}}=1.5 \mu\text{W}$. Les fibres dopées aux ions Thulium sont particulièrement bien adaptées pour amplifier ces impulsions autour de 2 μm . Cependant, après passage par différents composants d'isolation fibrés, la puissance signal disponible à 1960 nm est relativement faible, de l'ordre de 0.33 μW , ce qui s'avère relativement délicat à amplifier "proprement". Notre approche consiste à utiliser un premier amplificateur composé d'une fibre double gaine pompée cœur fonctionnant en configuration double passage. Ce premier étage nous a permis d'obtenir un très fort gain, supérieur à 32 dB. Un deuxième amplificateur fibré similaire au premier et également utilisé en configuration double passage fournit ensuite un gain proche de 12 dB permettant ainsi d'obtenir une puissance moyenne de l'ordre de $P_{\text{moy}}=10 \text{ mW}$. Deux amplificateurs composés de fibres double gaine pompées gaine complètent cette source laser entièrement fibrée. Grâce à une maîtrise fine des effets thermiques intervenant dans les derniers étages amplificateurs de puissance, nous obtenons une source laser robuste et compacte qui délivre une forte puissance moyenne (16 W) et une forte puissance crête (100 kW).

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le profil temporel de l'impulsion amplifiée à une cadence de 400 kHz est présenté sur la Figure 2 (à gauche), la largeur totale à mi-hauteur étant de $\Delta t=400 \text{ ps}$. Cette durée est accordable entre 400 ps et 10 ns en ajustant la puissance et la durée des impulsions électriques pilotant la diode. L'intervention de processus de relaxation croisée dans la dynamique d'excitation des ions Thulium permet d'obtenir une très bonne efficacité optique-optique du dernier étage amplificateur en fonction de la puissance de pompe à 793 nm : elle est de l'ordre de $\xi=53\%$ (cf. Fig. 2 à droite). La puissance moyenne obtenue en sortie est de 16W, ce qui correspond à une énergie par impulsion de 40 μJ et une puissance crête de 100 kW.

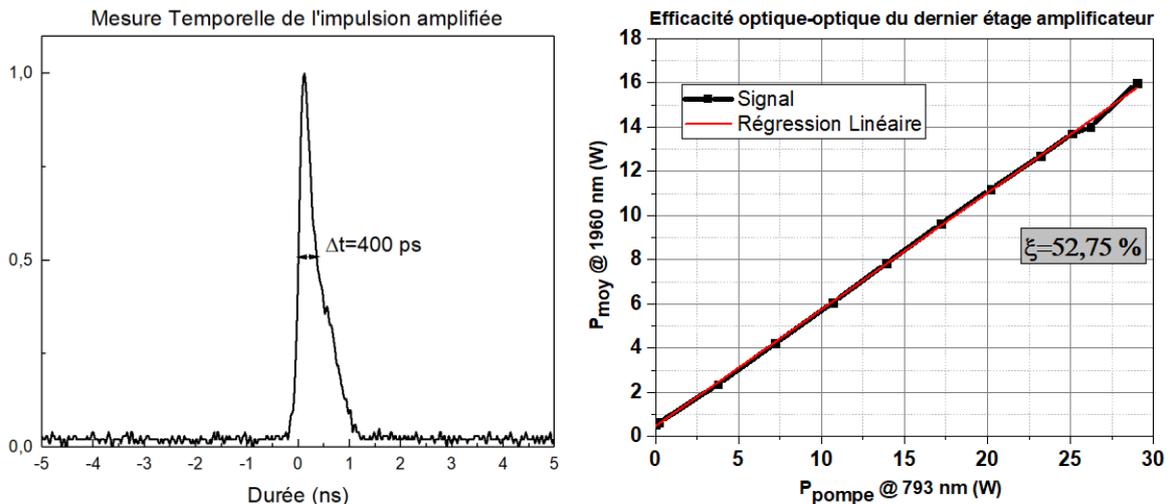


Fig. 2 : Profil temporel de l'impulsion amplifiée à 1960 nm (à gauche). Efficacité optique-optique du dernier étage d'amplification fibré (à droite).

Cette architecture laser entièrement fibrée délivre des impulsions parfaitement polarisées (avec un PER > 25 dB) et une qualité de faisceau proche de la limite de diffraction. L'ensemble des résultats expérimentaux seront discutés plus largement lors de la conférence.

4. CONCLUSION

Nous avons présenté dans cet article la première source laser entièrement fibrée et à maintien de polarisation, à notre connaissance, qui délivre des impulsions picosecondes avec une forte puissance moyenne et une forte puissance crête supérieure à 100 kW à 2 μm . Ce dispositif sera notamment utilisé pour la génération de supercontinuum jusqu'à 5 μm dans des fibres ZBLAN ou indium. L'utilisation de fibres de plus large cœur devrait permettre de pouvoir accéder à une puissance moyenne supérieure à 100 W. Parallèlement, des travaux sont en cours pour améliorer les performances de notre carte électronique afin de générer des impulsions de durée inférieure à 100 ps et ainsi obtenir une solution compacte délivrant une puissance crête supérieure à 300 kW.

REFERENCES

- [1] K. Scholle, S. Lamrini, P. Koopmann and P. Fuhrberg, "2 μm laser sources and their possible applications," *Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics*, INTECH, 2010.
- [2] G. Stevens and A. Robertson "Fibre laser component technology for 2 microns laser systems," *Proc. SPIE* 9135, 91350N, 2014.
- [3] X. Wang, X. Jin, P. Zhou, X. Wang, H. Xiao, Z. Liu, "All-fiber high-average power nanosecond-pulsed master-oscillator power amplifier at 2 μm with mJ-level pulse energy," *Applied Optics* 55(8), 1941 (2016).
- [4] S. Liang, L. Xu, Q. Fu, Y. Jung, D. P. Shepherd, D. J. Richardson, and S. Alam, "295-kW peak power picosecond pulses from a thulium-doped-fiber MOPA and the generation of watt-level >2.5-octave supercontinuum extending up to 5 μm ," *Optics Express* 26, 6490 (2018).

VERS DES SYSTEMES OPTIQUES INTEGRES A BASE DE POLYMERES NANOSTRUCTURES POUR LA DETECTION EN MILIEU LIQUIDE

**Pauline Girault^{1*}, Miguel Diez¹, Simon Joly¹, Vincent Raimbault², Laurent Oyhenart¹,
Corinne Dejous¹, Chi Thanh Nguyen³, Isabelle Ledoux-Rak³, Laurent Bechou^{1,4}**

¹ *Laboratoire de l'Intégration du Matériau au Système UMR CNRS 5218, 33405 Talence, France*

² *LAAS-CNRS Laboratoire d'analyse et d'architecture des systèmes, 31031 Toulouse, France*

³ *Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire UMR CNRS 8537, 94235 Cachan, France*

⁴ *LN2 Laboratoire Nanotechnologies et Nanosystèmes, CNRS UMI-3463, Sherbrooke, Canada*

*pauline.girault@u-bordeaux.fr

RESUME

Les polymères présentent un grand intérêt en biophotonique pour la réalisation de capteurs intégrés mais dans le domaine du visible, une des principales difficultés réside dans la fabrication de structures submicroniques pour garantir un fonctionnement monomode. Dans cette étude, nous avons développé un microrésonateur en anneau combiné à deux coupleurs de Bragg avec tapers, en matériaux polymères, réalisés en une seule étape de lithographie par nanoimpression. De par les performances de couplage et de transmission globale obtenues (1,55% @ 507 nm), le développement d'un futur dispositif de détection tout intégré, apparaît tout à fait envisageable.

MOTS-CLEFS : *Optique intégrée, guides polymères, capteur*

1. CONTEXTE ET OBJECTIF

La qualité de l'eau potable est un défi sociétal majeur parfaitement identifié dans le programme H2020 (SC2). En effet, plus d'un milliard d'êtres humains n'ont toujours pas accès à une source d'eau potable, les rendant très vulnérables à différentes maladies. En 2025, les prévisions donnent un accroissement des prélèvements en eau de 50% pour les pays en voie de développement et 18% pour les pays développés. Or les ressources sont de plus en plus contaminées par la pression anthropique, principalement due à l'industrialisation et à l'agriculture intensive. Les métaux lourds et les pesticides représentent un grand danger car ils occasionnent une influence délétère à l'état d'ultra-traces en lien avec la bioaccumulation. Cette préoccupation croissante en matière de protection de la santé, requiert une compréhension des cycles de polluants, poussant au développement de nouveaux capteurs hautement sensibles et sélectifs, peu coûteux, transportables et déployables sur site pour la mesure temps réel.

2. METHODOLOGIE

Pour répondre à ces exigences, nous proposons un capteur optique transportable intégrant l'ensemble source, détecteur et transducteur et capable d'atteindre une faible limite de détection ($\mu\text{g/L}$). Le transducteur est un microrésonateur en anneau (OMR) à base de matériaux polymères, déposé sur substrat de Silicium combiné à une cellule microfluidique. Le principe de détection se base sur l'interaction entre la partie évanescente de l'onde guidée et la solution aqueuse étudiée [1]. L'originalité de notre approche repose sur la mesure de l'indice complexe du milieu permettant de suivre à la fois les variations spectrales et d'intensité du pic de résonance, relatives respectivement à la partie réelle (propagation) et imaginaire (coefficient d'absorption) de l'indice de l'analyte. L'intérêt de travailler dans le visible est d'adresser les réactions dites colorimétriques. Par exemple la complexation entre un métal lourd et un ligand spécifique présentant un pic d'absorption dans ce domaine de longueur d'onde tel que le Chrome hexavalent et le 1,5 diphenylcarbazide (Cr(VI)-DPC) à 540nm. Tout en restant très sélective, cette approche permet de s'affranchir d'une

fonctionnalisation de surface du transducteur, rendant le dispositif durable pour une utilisation récurrente en évitant notamment l'effet de saturation des capteurs fonctionnalisés. Cette approche permet également d'envisager une large variété de cibles dans l'eau par l'identification des ligands associés à des polluants spécifiques. De nombreuses plateformes, basées sur la fonctionnalisation, ont déjà été développées et ont démontré d'excellentes performances en sensibilité et en sélectivité, en revanche, il n'existe, jusqu'à présent, que très peu d'exemples de réalisation de plateformes non fonctionnalisées [2,3].

De plus, pour parvenir à une plateforme intégrée, un certain nombre d'inconvénients subsistent comme l'emploi de fibres clivées et collées sur les facettes du dispositif qui offre de faible efficacité de couplage et représente une étape d'assemblage complexe, peu reproductible et rendant impossible l'interchangeabilité du transducteur. Des solutions de détection non-réversibles, multi-cibles, basées sur des équipements coûteux et volumineux, restent encore trop éloignées d'une version transportable. Afin de converger vers un système intégré robuste, nos efforts se poursuivent en considérant deux voies parallèles : (i) la démonstration de notre approche basée sur un OMR opérant dans le domaine du visible en passant par le développement de structures polymères telles que : des réseaux de Bragg pour assurer un couplage vertical de la lumière en entrée et en sortie de l'échantillon, des guides d'onde et des OMR assurant le rôle de transducteur optique [4], (ii) la faisabilité d'intégration d'une source laser, transducteur, photodétecteur et cellule microfluidique au sein d'un même module mais à partir de structures OMR fonctionnant à 1550 nm. L'intégration dans un boîtier unique et portable représente un défi important, faisant l'objet de cette collaboration entre l'IMS, le LAAS et l'ENS/LPQM.

3. RESULTATS

La Fig. 1 représente la structure d'un guide d'onde avec un taper, à base de matériaux polymères, l'UVNIL-394 ($n=1.52$ @ 532 nm) pour le cœur et le CYTOP ($n=1.34$ @ 532 nm) pour le cladding, et incluant un couplage par réseau ayant une période de 290 nm. Cette structure est obtenue par lithographie par nanoimpression (NIL).

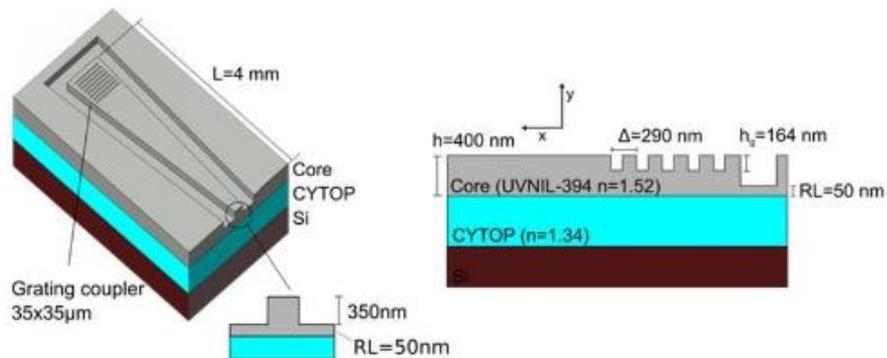


Fig. 1 : Guide d'onde avec son coupleur de Bragg et le taper.

Les performances de couplage et de transmission globale sont étudiées, à une longueur d'onde de 507 nm, en faisant varier l'angle de couplage à l'entrée du guide pour différentes épaisseurs de cladding (Fig.2).

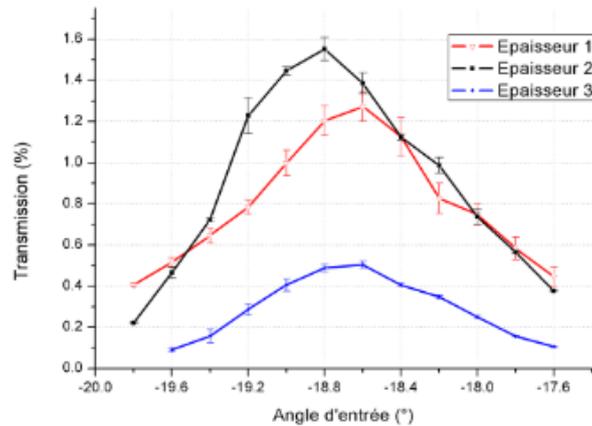


Fig.2 : Efficacité globale du système en fonction de l'angle de couplage pour trois épaisseurs (respectivement 530, 520 et 540 nm) du cladding (CYTOP).

Une transmission globale de 1.55 %, correspondant à l'état de l'art, pour une épaisseur de 520 nm est obtenue.

CONCLUSION

Cette étude présente nos avancées de mise en œuvre d'un concept innovant de capteurs pour la détection optique de polluants en milieu liquide dans le domaine visible. Des structures nanométriques polymères ont été fabriquées par la technique de nanoimpression et caractérisées pour démontrer leur efficacité. En parallèle, l'implémentation, au sein d'un module unique d'une structure OMR éprouvée et des briques de base associées, est en cours et sera présentée comme preuve de faisabilité pour envisager un transfert vers le visible.

REFERENCES

- [1] F. Meziane et al., Study of a polymer optical microring resonator for hexavalent chromium sensing, *Sensors and Actuators B: Chemical*, Elsevier, 2015.
- [2] L. Luan et al., Chip scale optical microresonator sensors integrated with embedded thin film photodetectors on electrowetting digital microfluidics platforms, *IEEE Sens. J.* 12 (2012) 1794–1800.
- [3] K.B. Gylfason et al., On-chip temperature compensation in an integrated slot-waveguide ring resonator refractive index sensor array., *Opt. Express.* 18 (2010) 3226–3237.
- [4] M. Diez et al., Submicron polymer optical waveguides on CYTOP for visible range operation, *EUROPT(R)ODE 2018*, Naples, 2018.