



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
Amphi Grignard	Communications optiques et réseaux

Date: Mercredi, 04.07.2018

8:30 - 10:30	O3-B: Session Orale JNOG #2
Amphi Grignard	Fibres optiques spéciales et lasers à fibres
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
Amphi Grignard	Laser et contrôle fréquentiel

Date: Vendredi, 06.07.2018

8:30 - 10:30	O7-B: Session Orale JNOG #4
Amphi Grignard	Optique non linéaire en optique guidée
11:00 - 12:30	O8-B: Session Orale JNOG #5
Amphi Grignard	Instrumentation et capteurs pour et par l'optique guidée

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. Grillot³

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; yves.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 présenterons 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 1050 nm) 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. Guittion¹, 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. Boullet

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 en injectant un laser picoseconde λ 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 μ s et des énergies entre 0.5 et 5 μ J.

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 cœur 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 ($\lambda = 1,55 \mu$ m) et le moyen infrarouge ($\lambda = 4,5 \mu$ m).

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

Z. Cai

Université de Xiamen, 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 μ m 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. Fédéli^{1,3}, 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-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'ÉLÉMENT 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, INPNI, 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. À 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.

EFFICACITÉ DE LA FFF SUR LA RCWA ET LA MÉTHODE DIFFÉRENTIELLE APPLIQUÉE À 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 À HAUTE-PUISSANCE DANS LE DOMAINE VISIBLE PAR MÉLANGE À QUATRE ONDES DE SOURCES YTTERBIUM PICOSECONDE POUR LES APPLICATIONS BIOMÉDICALES.

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. Gutierrez, A. Fernandez, S. Calvez, O. Llopis

LAAS-CNRS, France; ngutierrez@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. Orieux², 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 $\alpha > 1$.

07-B: Session Orale JNOG #4

Heure: Vendredi, 06.07.2018: 8:30 - 10:30 · Salle: Amphi Grignard

Optique non linéaire en optique guidée

8:30 - 9:00

Invitée

INTRICATION DANS DES GUIDES COUPLES : VARIATIONS AVEC UN COUPLEUR DIRECTIONNEL NON LINEAIRE

N. Belabas¹, D. Barral¹, K. Bencheikh¹, L. Procopio¹, J.-M. Moison¹, C. Minot¹, A. Levenson¹, V. D'Auria², T. Lunghi², S. Tanzilli²

¹CNRS C2N UMR9001, France; ²CNRS INPHYNI UMR7010, France; nadia.belabas@c2n.upsaclay.fr

Nous étudions la propagation de lumière classique et quantique dans des guides couplés. Nous montrons l'intérêt de combiner le couplage évanescent à une non-linéarité pour réaliser des états inédits d'intrication multipartites avec des champs cohérents. Nous illustrons la diversité des effets accessibles avec un coupleur directionnel non linéaire.

9:00 - 9:15

COMBINAISON COHERENTE DE GENERATEURS DE DIFFERENCE DE FREQUENCES

R. Chtouki, A. Odier, L. Lombard, J.-M. Melkonian, P. Bourdon, A. Godard, A. Durecu

ONERA - The French Aerospace Lab, BP 80100, 91120 Palaiseau, France; rodwane.chtouki@onera.fr

Nous présentons dans cet article ce qui, à notre connaissance, est la première démonstration expérimentale de combinaison cohérente de générateurs de différence de fréquences par contrôle indirect de la phase. Grâce à la relation de phase inhérente au processus non linéaire, nous avons combiné deux faisceaux dans le moyen infra-rouge à 3,4 μm .

9:15 - 9:30

Génération de supercontinuum dans une fibre optique capillaire remplie de Toluène

G. Fanjoux¹, S. Margueron^{1,2}, J.-C. Beugnot¹, T. Sylvestre¹

¹Institut FEMTO-ST, France; ²Laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes, Université de Lorraine et CentraleSupélec.; gil.fanjoux@univ-fcomte.fr

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.

9:30 - 9:45

Calcul exact des caractéristiques nonlinéaires des guides d'onde isotropes et anisotropes

M. Elsaywy^{1,2}, G. Renversez^{1,2}

¹Aix-Marseille Université & CNRS, France; ²Institut Fresnel; gilles.renversez@fresnel.fr

Nous utilisons notre nouveau solveur nonlinéaire des équations de Maxwell pour étudier les solutions stationnaires dans des guides d'onde de section bi-dimensionnelle ayant un cœur nonlinéaire. Nous montrons que notre méthode de calcul des caractéristiques nonlinéaires est généralisable aux guides anisotropes contrairement aux méthodes précédentes.

9:45 - 10:00

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

G. Ayenew¹, H. Tronche¹, F. Dautre¹, T. Lunghi¹, H. Kianirad², P. Baldi¹, M. De Micheli¹, F. Laurell²

¹Université de Nice Sophia Antipolis, France; ²KTH, Stockholm, Sweden; Marc.De-Micheli@unice.fr

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.

10:00 - 10:30

Invitée

Confinement 3D dans une cavité à autocollimation mésoscopique

A. Monmayrant¹, M. Grande², B. Ferrara², G. Calo², O. Gauthier-Lafaye¹, A. D'Orazio², B. Dagens³, G. Magno³

¹LAAS-CNRS, Université de Toulouse, CNRS, INSA, UPS, Toulouse, France; ²Dipartimento di Ingegneria Elettrica e dell'Informazione (DEI), Politecnico di Bari, Via Re David 200, 70125, Italy; ³Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS, Université Paris-Sud, Université Paris-Saclay, C2N-Orsay, 91405 Orsay Cedex, France; antoine.monmayrant@laas.fr

Le confinement 3D dans une cavité 1D formée par des cristaux photoniques à autocollimation mésoscopique sur membrane est étudié théoriquement et démontré expérimentalement. Des facteurs de qualité $Q > 1700$ sont démontrés expérimentalement sur une membrane de GaAs, autour de 1550 nm.

O8-B: Session Orale JNOG #5

Heure: Vendredi, 06.07.2018: 11:00 - 12:30 · Salle: Amphi Grignard

Instrumentation et capteurs pour et par l'optique guidée

11:00 - 11:30

Invitée

E-FIELD FIBER TIP SENSORS BY EXPLOITING THE ELECTRO-OPTIC TUNABILITY OF LITHIUM NIOBATE PHOTONIC CRYSTALS

M.-P. Bernal

femto-st, France; maria-pilar.bernal@femto-st.fr

à venir

11:30 - 11:45

Mesure de dépolarisation spatiale à travers une fibre monomode pour application à la caractérisation de tissus biologiques in vivo

C. Buckley, M. Fabert, D. Pagnoux

Institut XLIM, France; colman.buckley@xlim.fr

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.

11:45 - 12:00

DISPOSITIF FIBRE DE STABILISATION ABSOLUE D'UN LASER MONOMODE SUR UNE TRANSITION MOLECULAIRE DE $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ EN ABSORPTION SATURÉE A 1542 NM

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

Laboratoire de physique des lasers, France; karim.manamanni@univ-paris13.fr

Afin de disposer d'une référence de fréquence locale pour des applications en métrologie des fréquences, nous développons un système de stabilisation de la fréquence d'un laser à semi-conducteurs monomode sur une transition moléculaire de $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ détectée en cellule en régime d'absorption saturée à 1542,38 nm.

12:00 - 12:15

Vers des systèmes optiques intégrés à base de polymères nanostructurés pour la détection en milieu liquide

P. Girault¹, M. Diez¹, S. Joly¹, V. Raimbault², L. Oyhenart¹, C. Dejous¹, C. T. Nguyen³, I. Ledoux-Rak³, L. Bechou^{1,4}

¹Laboratoire de l'Intégration du Matériau au Système, UMR CNRS 5218, 33405 Talence, France; ²LAAS-CNRS Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes, 31031 Toulouse, France; ³Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire, UMR CNRS 8537, 94235 Cachan, France; ⁴LN2 Laboratoire Nanotechnologies et Nanosystèmes, CNRS UMI-3463, Sherbrooke, Canada; pauline.girault@u-bordeaux.fr

Cette étude présente un microrésonateur, en anneau combiné à deux coupleurs de Bragg avec tapers, en matériaux polymères, de dimensions submicroniques, réalisés en une seule étape de lithographie par nanoimpression. La transmission globale obtenue (1,5% @ 500 nm), permet d'envisager le développement d'un futur dispositif de détection tout intégré.

12:15 - 12:30

Mesure par microscopie optique de fibres optiques étirées avec une résolution nanométrique.

A. Azzoune, P. Delaye, S. Lebrun, M. Bouhadida, G. Pauliat

Institut d'Optique Graduate School, France; abderrahim.azzoune@institutoptique.fr

Le contrôle des mélanges d'onde non linéaires dans les fibres optiques étirées (nanofibres) nécessite de connaître leur profil. Nous décrivons une technique de super-résolution, applicable sur tout microscope optique, qui permet de mesurer ce profil à quelques nanomètres près.

COMMUNICATIONS OPTIQUES BASEES SUR LA TRANSFORMEE DE FOURIER NON-LINEAIRE

Mansoor Yousefi, Yves Jaouën, Wasyhun Gemechu, Jan-Willem Goossens, Mengdi Song

LTCl, Télécom ParisTech, Université Paris Saclay, 75634 Paris, France

mansoor.yousefi@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

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.

MOTS-CLEFS : *communications optiques, transformé de Fourier non-linéaire*

1. INTRODUCTION

La détection cohérente combinée à des techniques de traitement de signal permet la mise en œuvre de formats de modulation conçus dans l'hypothèse d'un canal linéaire (i.e. xQAM, OFDM). La capacité des systèmes de transmission optique approche aujourd'hui la limite de Shannon [1]. L'accroissement des puissances injectées dans les fibres est limité par les effets non-linéaires. Les performances des égaliseurs non-linéaires, du type DBP (pour Digital Back Propagation) ou séries de Volterra sont limitées, en particulier en régime WDM par la non-prise en compte des interactions non-linéaires induites par les canaux adjacents. Une solution alternative consiste à utiliser de manière appropriée les non-linéarités : l'approche NFT (Nonlinear Fourier Transform).

Un signal NFDM (Nonlinear Frequency Division Multiplexing) consiste à multiplexer des signaux dans le domaine NFT [2]. Le signal à transmettre est décomposé sur la base de modes spectraux non-linéaires, incluant les modes solitoniques (solutions discrètes) et les modes radiatifs dispersifs (solutions continues), qui se propagent de manière indépendante [2, 3]. Cette thématique de recherche commence à faire l'objet d'attention dans certains laboratoires académiques (Univ. Toronto (Canada), Univ. d'Aston (UK), DTU (Danemark), Telecom ParisTech, ...) et laboratoires industriels (Nokia Bell Labs (Allemagne), Huawei Labs (France)). La première partie concerne une présentation des principes de base d'une transmission NFT. Plusieurs démonstrations de transmissions à longue distance de type NFDM ont été présentées récemment [4, 5]. La deuxième partie concerne les premiers résultats obtenus à Télécom ParisTech avec la 1^{ère} démonstration d'une transmission NFDM multiplexée en polarisation exploitant le spectre non-linéaire continu [6].

2. PRINCIPE D'UNE TRANSMISSION NFT

La propagation d'un signal dans une fibre sans perte peut être modélisée par l'équation de propagation non-linéaire qui décrit les interactions entre dispersion et non-linéarité de type Kerr :

$$\frac{\partial Q}{\partial Z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} + i \gamma |Q|^2 Q \quad (1)$$

dans laquelle $Q(t, Z)$ représente l'enveloppe du signal, β_2 le coefficient de dispersion chromatique et γ le paramètre non-linéaire. En utilisant les normalisations $q = Q / \sqrt{P_0}$, $\tau = t/T_0$ et $z = Z/L$ avec $P_0 = 2/(\gamma L)$ et $T_0 = \sqrt{|\beta_2|L/2}$, l'équation (1) peut se mettre sous une forme normalisée :

$$i \frac{\partial q}{\partial z} = \frac{\partial^2 q}{\partial \tau^2} + 2s|q|^2 q \quad (2)$$

où $s = \pm 1$, fonction du signe de la dispersion chromatique D (i.e. $s = 1$ pour une fibre à dispersion positive (« focusing régime) et $s = -1$ pour une fibre à dispersion négative (« defocused regime »).

Zakharov and Shabat ont démontré que (2) est un système non-linéaire intégrable [7]. Les solutions peuvent être calculées, par exemple, par la méthode de « diffusion inverse ». Le signal peut être décomposé en une combinaison de composantes spectrales non-linéaires λ qui évoluent linéairement avec la propagation dans la fibre [3, 4]. Ainsi, de manière similaires aux systèmes de communications classiques (i.e. hypothèse régime linéaire), il est possible d'établir une relation linéaire entrée-sortie des composantes spectrales non-linéaires :

$$NFT(q(\tau, L)) = e^{-4is\lambda^2 L} NFT(q(\tau, 0)) \quad (3)$$

Différentes méthodes numériques du calcul des signaux $\hat{q}(\lambda, 0)$ sont décrites dans [3, 4].

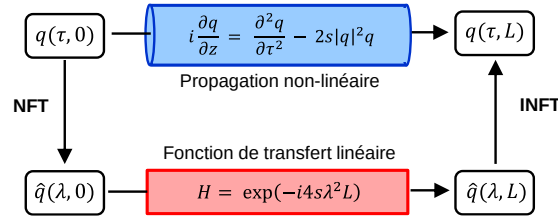


Fig. 1 Comparaison d'une transmission NFDM et linéaire

3. TRANSMISSION D'UN SIGNAL NFDM MULTIPLEXE EN POLARISATION

Le dispositif expérimental d'une transmission NFDM est présenté sur la figure 2. Un système NFDM présente un certain nombre de similitudes à celles d'un système OFDM. Les étapes du traitement de signal sont insérées sur la figure, les blocs en blanc correspondent au cas OFDM, les blocs de couleur aux étapes additionnelles nécessaires au cas NFDM.

Un signal NFDM est constitué d'un multiple de sous-porteuses, chacune portant une séquence de symboles $\{s_i\}$ de type QAM :

$$U(\lambda, 0) = \sum_{l=N_s/2}^{N_s/2} s_l \delta(\lambda - lW_0) \quad (4)$$

où N_s et W_0 représentent le nombre et l'espacement des sous-porteuses, et $\delta(x)$ est la fonction Dirac. Le signal transmis dans le domaine temporel s'écrit $q(\tau, 0) = TF^{-1}[U(\lambda, 0)]$. Afin de s'affranchir des interactions entre symboles successifs, une bande de garde temporelle de $1.5T_0$ est introduite des deux côtés de chaque symbole de durée T_0 , soit le symbole résultant $q'(\tau, 0)$. En posant $U'(\lambda, 0) = TF[q'(\tau, 0)]$, le signal dans le domaine spectral s'écrit finalement [3]:

$$\hat{q}(\lambda, 0) = \sqrt{1 - e^{-|U'(\lambda, 0)|^2}} e^{i\angle U'(\lambda, 0)} \quad (5)$$

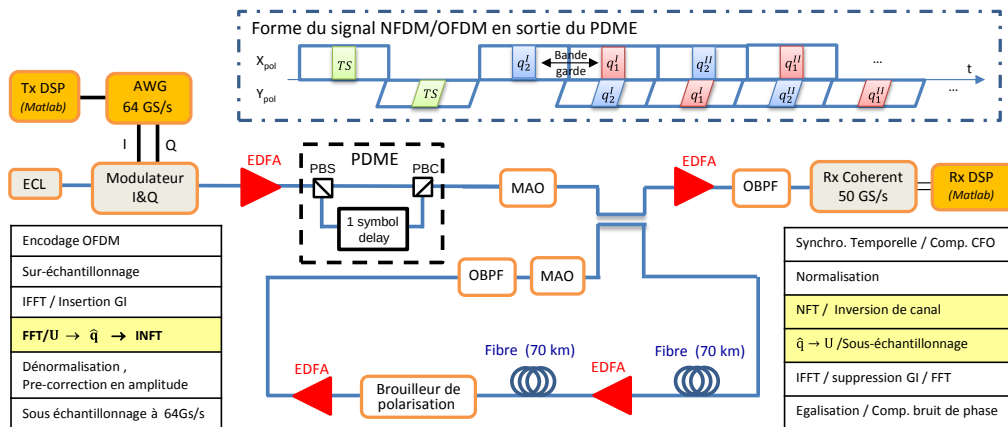


Fig. 2 Dispositif expérimental. Insert : structure de la trame NFDM/OFDM multiplexée en polarisation, Etapes du traitement signal Tx/Rx (en blanc : OFDM, couleur : étapes spécifiques NFDM)

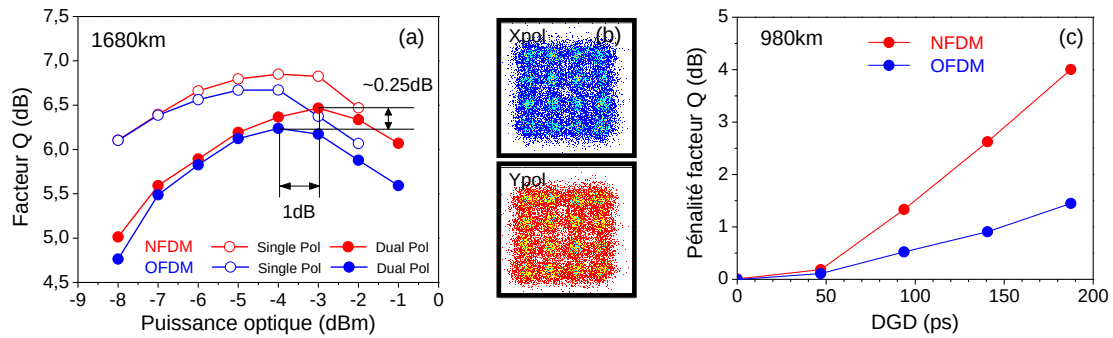


Fig. 3 : Performances obtenues : (a) résultats NFDML et OFDM en mono- et double polarisation, (b) Constellations NFDML à -3dBm, (c) Sensibilité à la DGD.

Le signal NFDML/OFDM est constitué de matrices de 32 sous-porteuses x 64 symboles 16QAM. Les 8 premiers symboles sont utilisés en tant que séquence d'apprentissage et 2 sous-porteuses par symbole sont allouées à l'estimation de la phase commune. Les signaux optiques sont générés au moyen d'un AWG (64GS/s) couplé à un modulateur I&Q. Le signal NFDML multiplexé en polarisation $\mathbf{q} = (q_1, q_2)^T$ nécessite le calcul des composantes q_1 et q_2 considérant une équation de propagation de type Manakov [8]. Le signal multiplexé est émulé au moyen d'un PDME : génération successive des signaux q_1 et q_2 et réaligement via une ligne à retard optique. Le signal transmis correspond à un débit binaire en mode burst de 128 Gb/s (pas de prise en compte des intervalles de garde). Le signal est transmis dans une boucle à recirculation constituée de 2 tronçons de fibres sous-marines de 70 km ($D = -4.66$ ps/nm/km).

Les performances obtenues sont présentées sur la figure 3(a) en mono- et double polarisation. Des performances similaires à l'optimum de puissance sont observées. Un écart de ~ 3 dB est observé entre mono- et double polarisation pour les faibles niveaux de puissance comme prédit théoriquement. La réduction des performances pour les puissances élevées s'expliquent par la précision relative des équipements utilisés (ENOB ~ 5 bits, fonction de transfert de l'AWG). La figure 3(c) montre une insensibilité relative à la DGD de la fibre de transmission (< 0.1 ps/ $\sqrt{\text{km}}$).

CONCLUSION

La transmission d'un signal NFDML multiplexé en polarisation utilisant le spectre non-linéaire continu a été démontrée expérimentalement. Un gain du facteur Q de 0.25 dB du format NFDML par rapport au cas OFDM a été observé. La sensibilité à la DGD est compatible avec les niveaux de PMD des fibres actuellement déployées.

RÉFÉRENCES

- [1] R.-J. Essiambre, G. Kramer, P. J. Winzer, G. J. Foschnini and B. Goebel, "Capacity limits of optical fiber networksI," *IEEE J. Lightwave Technol.*, **28**, 662-701 (2010)
- [2] M. I. Yousefi and X. Yangzhang "Linear and nonlinear frequency-division-multiplexing" <https://arxiv.org/abs/1603.04389>
- [3] M. I. Yousefi and Frank R. Kschischang "Information transmission using the nonlinear Fourier transform, Part I-III," *IEEE Trans. Inf. Theory*, **60**, 4312-4369 (2014)
- [4] S. T. Le, I. D. Philips, J. E. Prilepsky, P. Harper, et al. , "Demonstration of nonlinear inverse synthesis transmission over transoceanic distances" *IEEE J. Lightwave Technol.*, **34**, 2459-2466 (2016)
- [5] S.T. Le, V. Aref and H. Buelow, "Nonlinear signal multiplexing for communication beyond the Kerr nonlinearity limit" *Nature Photonics*, **11**, 570-576 (2017)
- [6] T. Gui, W. A Gemechu, J.-W. Goossens, M. Song, S. Wabnitz, M. I. Yousefi, H. Hafermann, A. P. Tao Lau and Y. Jaouën "Polarization-Division-Multiplexed Nonlinear Frequency Division Multiplexing" *Accepted to CLEO 2018*, Invited Paper, May 2018.
- [7] V.E Zakharov and A. B. Shabat, "Exact theory of 2-dimensional self-focusing and one-dimensional self modulation of waves in nonlinear media," *Sov. Phys. JETP*, **34**, 62-69 (1972)
- [8] J.-W. Goossens, M. I. Yousefi, Y. Jaouën and H. Hafermann, "Polarization-Division Multiplexing Based on the Nonlinear Fourier Transform" *Opt. Express*, **25**, 26437-26452, November 2017.

Confinement 3D dans une cavité à autocollimation mésoscopique

A. Monmayrant¹, M. Grande², B. Ferrara², G. Calò², O. Gauthier-Lafaye¹, A. D’Orazio², B. Dagens³, V. Petruzzelli², G. Magno³

¹LAAS-CNRS, Université de Toulouse, CNRS, INSA, UPS, Toulouse, France

²Dipartimento di Ingegneria Elettrica e dell'Informazione (DEI), Politecnico di Bari, Via Re David 200, 70125, Italy

³Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS, Université Paris-Sud, Université Paris-Saclay, C2N-Orsay, 91405 Orsay Cedex, France

antoine.monmayrant@laas.fr

RÉSUMÉ

Le confinement 3D dans une cavité 1D formée par des cristaux photoniques à autocollimation mésoscopique sur membrane est étudié théoriquement (par différences finies dans le domaine temporel – FDTD 3D) et démontré expérimentalement. La cavité planaire, formée par deux miroirs à autocollimation mésoscopique assure un confinement 3D de la lumière, malgré l’utilisation de réflecteurs plats et la présence de pertes par diffraction hors du plan de la membrane. Des facteurs de qualité $Q > 1700$ sont démontrés expérimentalement sur une membrane de GaAs, autour de 1550 nm.

MOTS-CLEFS : *cristaux photoniques ; autocollimation ; microcavités*

1. INTRODUCTION

L’AutoCollimation Mésoscopique (ACM) permet la propagation de lumière sans dispersion latérale et ce en absence de guide. Elle repose sur l’alternance de zones ayant des dispersions spatiales opposées – comme par exemple un matériau massif (dispersion positive) et un Cristal Photonique (CP) en régime d’autofocalisation (dispersion négative) – afin d’obtenir un faisceau se propageant sans déformation [1]. Contrairement à l’autocollimation conventionnelle, observée dans des CPs massifs sous des conditions très restrictives, l’ACM s’obtient facilement pour un grand nombre de géométries possibles pouvant combiner plusieurs fonctionnalités optiques [2]. Une application particulière est la formation d’une cavité 1D de type Fabry-Pérot en associant deux miroirs à ACM autour d’un défaut sur une membrane de GaAs suspendue dans l’air (Fig. 1(a)). Bien qu’étant des structures 1D, ces miroirs induisent une refocalisation dans le plan (x,y) de la membrane[3], qui associé au confinement vertical de la membrane, permet un confinement 3D et une exaltation du champ. La structure étant invariante selon la direction transverse y , la cavité est en quelque sorte toujours auto-alignée sur le champ incident selon cette direction. L’exaltation pourra ainsi suivre les éventuels déplacements du faisceau incident et plusieurs faisceaux peuvent être exaltés simultanément en des positions différentes.

Il s’agit cependant de prédictions théoriques[3], basées sur des simulations 2D et ne prenant pas en compte les pertes par diffraction hors de la surface qui apparaissent à chaque interface entre CP et membrane massive. La présente contribution présente des simulations 3D et une démonstration expérimentale en bon accord.

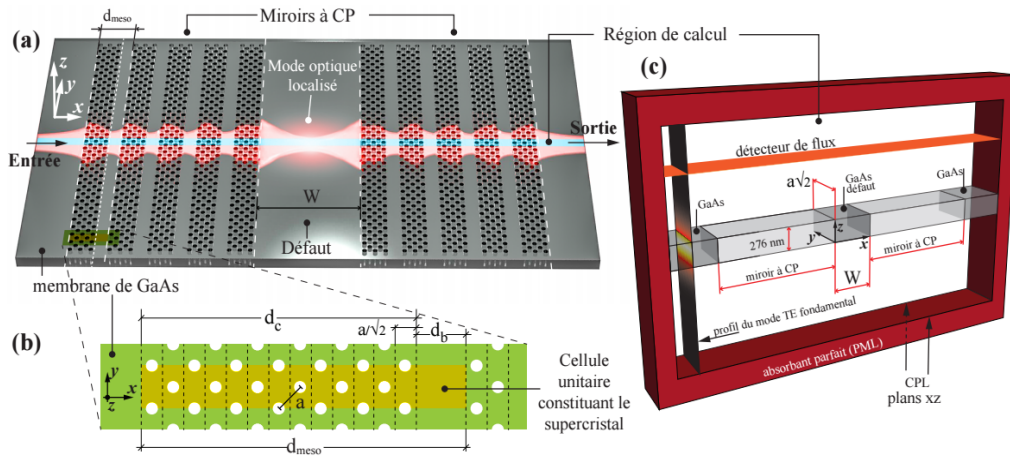


Figure 1 : (a) Schéma de la microcavité planaire à ACM ; (b) cellule élémentaire du miroir à ACM ; (c) cellule de calcul pour la simulation FDTD 3D

2. MODÉLISATION

La cavité à ACM a été modélisée par FDTD 3D. La géométrie de la cavité est basée sur les résultats obtenus précédemment en 2D [3] et sur un guidage vertical par une membrane de 276 nm de GaAs à une longueur d'onde de 1550 nm (indice optique $n_b=3,31$) et résumé Fig.1(a)&(b) : chaque miroir est constitué par l'alternance de zones de membrane massive de longueur $d_b \approx 2,612a$ avec des zones à CP de 13 rangées de trous, à maille carrée tournée de 45° (pas $a=350$ nm, rayon $r=0,25a$) d'une longueur totale $d_c=13a/\sqrt{2} \approx 9,192a$.

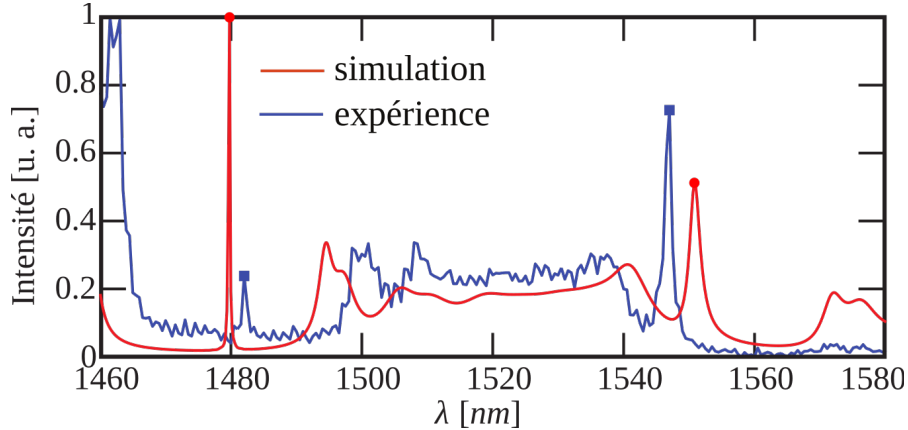


Figure 2 : (a) Spectres de la lumière diffusée au dessus de la cavité théorique (rouge) et expérimental (bleu): deux modes résonants localisés apparaissent autour de 1480 nm et 1550 nm (points rouges et carrés bleus).

Un détecteur de flux collecte la lumière diffusée par la surface au-dessus de la membrane (Fig. 1(c)). Le spectre obtenu est présenté sur Fig.2 (rouge): en bon accord avec les études passées en 2D [3], deux modes à fort facteur de qualité Q apparaissent : $\lambda=1480$ nm, $Q \approx 4770$ et $\lambda=1551$ nm, $Q \approx 890$. Il correspondent à des modes localisés en 3D au sein de la cavité (profils de champ non présentés ici faute de place). La principale différence avec les résultats en 2D est une valeur réduite des facteurs de qualité, due aux pertes hors du plan.

3. DÉMONSTRATION EXPÉRIMENTALE

Des échantillons ont été fabriqués selon le procédé décrit dans [4]. Une vue au microscope électronique à balayage d'une des cavités fabriquées et un détail de ses miroirs sont présentés Fig.3(a) & (b). Ces cavités ont été caractérisées à l'aide d'un banc dédié permettant l'injection par le côté d'un laser accordable autour de 1500 nm et la collection de la lumière diffusée au-dessus de la cavité (Fig.3(c)).

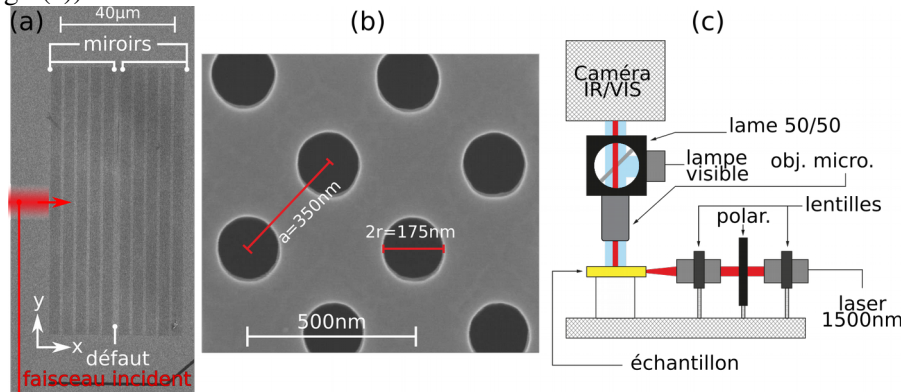


Figure 3 : (a) & (b) vues au microscope électronique à balayage d'une cavité (a) et du détail de géométrie d'un miroir ; (c) schéma du banc de caractérisation.

Le spectre expérimental est présenté Fig.2 (en bleu), comparé au spectre calculé (rouge). Il présente lui aussi deux modes résonants à 1482 nm et 1547 nm avec des facteurs de qualité de 1720 et 1170. Ces modes correspondent bien à des modes localisés dans la cavité, la lumière diffusée étant principalement émise au-dessus du défaut. La principale différence entre les spectres théoriques et expérimentaux (homothétie selon l'axe fréquentiel) est due à une différence de dispersion au sein du guide planaire entre le modèle et la structure fabriquée.

CONCLUSION

Un confinement 3D dans des cavités planaires à autocollimation mésosocopique est démontré expérimentalement. Nous présenterons au cours de cette contribution tous les détails des caractérisations et simulations résolues spatialement permettant de démontrer la localisation en 3D des modes résonants. Nous montrons aussi comment les pertes surfaciques peuvent être exploitées pour le piégeage et la manipulation de particules dans l'air.

RÉFÉRENCES

- [1] J. Arlandis, E. Centeno, R. Polles, A. Moreau, J. Campos, O. Gauthier-Lafaye, A. Monmayrant, "Mesoscopic self-collimation and slow light in all-positive index layered photonic crystals," Phys. Rev. Lett. 108(3), 037401-4 (2012).
- [2] G. Magno, M. Grande, A. Monmayrant, F. Lozes-Dupuy, O. Gauthier-Lafaye, G. Calò, and V. Petruzzelli, "Controlled reflectivities in self-collimating mesoscopic photonic crystal," J. Opt. Soc. Am. B 31(2), 355-359(2014).
- [3] G. Magno, A. Monmayrant, M. Grande, F. Lozes-Dupuy, O. Gauthier-Lafaye, G. Calò, and V. Petruzzelli, "Stable planar mesoscopic photonic crystal cavities," Opt. Lett. 39(14), 4223-4226 (2014).
- [4] 10. A. Larrue, O. Gauthier-Lafaye, S. Bennefont, A. Arnoult, P. Dubreuil, F. Lozes-Dupuy, "Precise Frequency Spacing in Photonic Crystal DFB Laser Arrays," IEEE Photonics Technology Letters, 20(24), pp. 2120-2122 (2008).

E-FIELD FIBER TIP SENSORS BY EXPLOITING THE ELECTRO-OPTIC TUNABILITY OF LITHIUM NIOBATE PHOTONIC CRYSTALS

Maria-Pilar BERNAL

Institut FEMTO-ST, UMR6174, 15b Avenue des Montboucons, 25030, Besançon Cedex (France)

maria-pilar.bernal@femto-st.fr

RÉSUMÉ

Biomedical engineering (BME), electrophysiology, Electromagnetic Compatibility (EMC) or aerospace and defense fields demand compact electric field sensors with very small spatial resolution, low sensitivity and large bandwidth. We show that the electro-optical property of lithium niobate coupled with the tunability of photonic crystals can answer this request through Lab-on-Fiber technology.

First, band diagram calculations and Finite Difference Time Domain (FDTD) simulations analysis lead to the design of the most suitable two-dimensional photonic crystal geometry. We show that light normal incidence on rectangular array of air holes in free standing X-cut thin film lithium niobate produces a very sharp and E-field sensitive Fano resonance at a wavelength of 1550nm. Then, in order to concentrate the E-Field to be detected in the photonic crystal area ($20\mu\text{m} \times 20\mu\text{m} \times 0.7\mu\text{m}$) we design a thin metallic antenna, scaled down them in such a way that it does not produce any disturbances while increasing the sensitivity.

The LN membrane with the antenna is fabricated by standard clean room processes and Focused Ion Beam (FIB) is used to mill the photonic crystal. Then, by means of a flexible/bendable transparent membrane, we were able to align and to attach the photonic crystal onto a ferrule ending polarization maintained optical fiber.

Optical characterizations show that the Fano resonance is easily modulated (wavelength shifted) by the surrounding E-field. The novel non-intrusive E-field sensor shows linearity, low sensitivity, large bandwidth (THz) and a very small spatial resolution ($\approx 20\mu\text{m}$). To the best of our knowledge, these performances in E-field optical sensing have never been demonstrated before.

FIBRE MICRO-STRUCTURÉE À CŒUR ANNULAIRE POUR LE GUIDAGE DE MODES OAM EN RÉGIME DE COUPLAGE FAIBLE

Arsène Tandjè^(1,2), Jean Yammine⁽¹⁾, Géraud Bouwmans⁽¹⁾, Michel Dossou⁽²⁾, Antoine Vianou⁽²⁾
Esben Ravn Andresen⁽¹⁾, Laurent Bigot⁽¹⁾

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

² École Polytechnique d'Abomey-Calavi (EPAC), Univ. d'Abomey-Calavi (UAC), Cotonou, Bénin
sha.tandje@ed.univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

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.

MOTS-CLEFS : OAM ; PCF ; Anneau ; Fabrication

1. INTRODUCTION

Les modes à moment angulaire orbital (OAM), dans une fibre optique cylindrique, sont obtenus par combinaisons linéaires de modes vectoriels [1] : $\text{OAM}_{\pm l m}^{\pm} = \text{HE}_{(l+1)m}^{\text{even}} \pm j \text{HE}_{(l+1)m}^{\text{odd}}$ ($l \geq 1$) et $\text{OAM}_{\pm l m}^{\pm} = \text{EH}_{(l-1)m}^{\text{even}} \pm j \text{EH}_{(l-1)m}^{\text{odd}}$ ($l > 1$). Pour réduire le couplage entre les modes OAM, une différence d'indice effectif minimale de 10^{-4} est recommandée au sein de chaque groupe de modes vectoriels formant un mode linéairement polarisé (LP) [2]. Un grand contraste d'indice de réfraction (Δn) entre le cœur de la fibre et ses couches adjacentes est donc nécessaire. Les fibres micro-structurées à symétrie circulaire répondent à ces critères mais n'ont pas encore été fabriquées [3]. Nous présentons ici les propriétés modales d'une nouvelle fibre micro-structurée à cœur annulaire (notée RC-PCF) que nous avons fabriquée.

2. CONCEPT DE LA FIBRE MICRO-STRUCTURÉE À CŒUR ANNULAIRE (RC-PCF)

Les fibres à cristal photonique (PCF) sont généralement fabriquées par la méthode d'assemblage-étirage pour laquelle l'arrangement naturel des capillaires conduit à une maille hexagonale. Cependant, cette géométrie n'est pas appropriée pour le guidage des modes OAM qui ont une forme annulaire. Plus précisément, la symétrie hexagonale conduit à la levée de la dégénérescence entre les modes vectoriels pairs et impairs, ce qui rend les modes OAM instables. Pour contourner ce problème, des modèles théoriques de PCF air-silice à symétrie circulaire ont été proposés dans la littérature [3]. Cependant, de telles géométries ne paraissent pas faciles à réaliser en raison d'un pas (distance entre trous adjacents) non uniforme dans la gaine micro-structurée. La structure rapportée ici est la combinaison d'une couronne circulaire de trous d'air (autour d'un cœur annulaire de silice avec trou central) et d'un assemblage hexagonal au-delà. Dans ces conditions, la première couronne permet d'obtenir une symétrie quasi-circulaire, favorable à la stabilité des modes OAM. Trois couronnes supplémentaires, utilisées pour augmenter le confinement de la lumière dans l'anneau, ont une symétrie hexagonale, plus facile à fabriquer par la méthode d'assemblage-étirage (figure 1).

La RC-PCF modélisée possède un trou d'air central de diamètre $d_0 = 5.4 \mu\text{m}$. La première couronne est constituée de 12 trous d'air de diamètre $d_C = 2.6 \mu\text{m}$ avec un pas $\Lambda_C = 2.7 \mu\text{m}$. Les couronnes extérieures sont faites de trous d'air de diamètre $d_H = 2.9 \mu\text{m}$ avec un pas $\Lambda_H = 3.04 \mu\text{m}$. Le matériau utilisé est la silice pure. La région de guidage est située entre le trou d'air central et la première couronne. L'anneau de silice est suffisamment fin ($\sim 1.4 \mu\text{m}$) pour éviter l'apparition des modes de second-ordre ($m = 2$) et atteindre une levée de dégénérescence efficace.

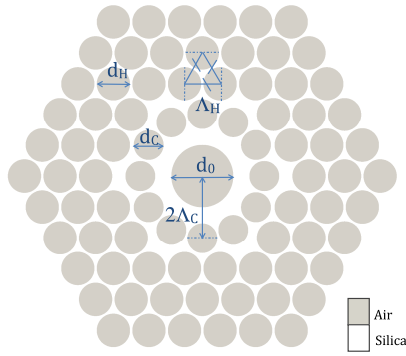


FIGURE 1 : Section droite et principaux paramètres du modèle de RC-PCF.

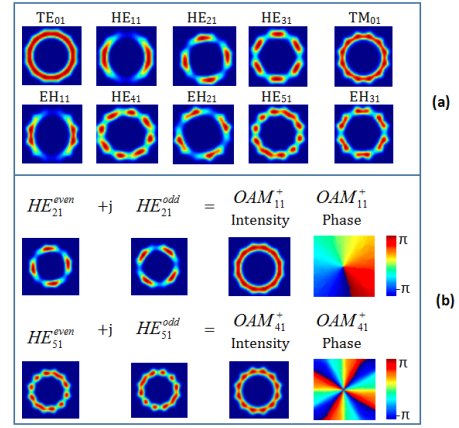


FIGURE 2 : Simulation (a) des modes vectoriels guidés et (b) de la reconstruction de 2 modes OAM à $1.55 \mu\text{m}$.

3. ILLUSTRATION DES PROPRIÉTÉS MODALES THÉORIQUES DU MODÈLE DE RC-PCF

La RC-PCF modélisée a été théoriquement étudiée en utilisant COMSOL. Elle guide 10 modes vectoriels (Figure 2 (a)) avec une différence d'indices effectifs (Δn_{eff}) minimum de 7.24×10^{-4} à $1.55 \mu\text{m}$. Cette valeur correspond au cas des modes TE_{01} et HE_{11} qui ne sont pas utilisés pour former des modes OAM. Un tel écart entre indices effectifs n'a pas encore été atteint dans une fibre OAM guidant autant de modes. Ainsi, tous les modes de cette fibre peuvent être utilisés avec un couplage inter-modal potentiellement faible. Notons que le plus petit écart d'indice effectif entre modes OAM ($\Delta n_{\text{eff}}^{\text{OAM}}$) est 2.13×10^{-3} , une valeur significativement plus élevée que celle rapportée précédemment dans la littérature (4.345×10^{-4} , voir référence [3]). Diverses simulations ont été effectuées sur une plage de longueur d'onde de 750 nm (1250 nm à 2000 nm). La figure 3 représente les indices effectifs des modes vectoriels de la fibre en fonction de la longueur d'onde. Nous pouvons noter que toutes les valeurs Δn_{eff} sont nettement supérieures à 1×10^{-4} .

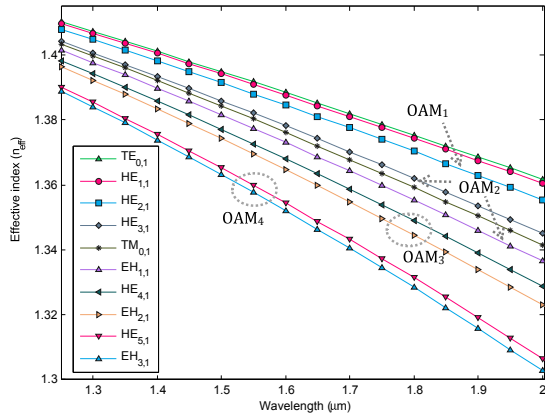


FIGURE 3 : Indices effectifs des modes vectoriels en fonction de la longueur d'onde.

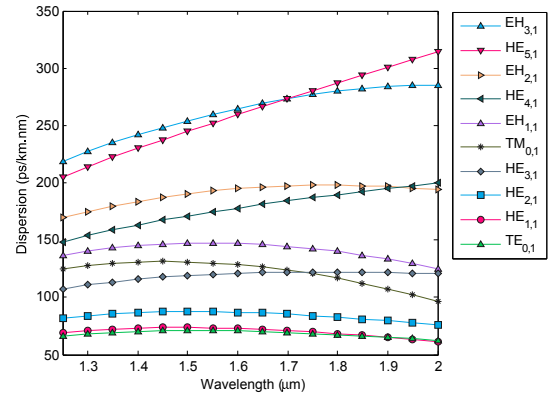


FIGURE 4 : Dispersion des modes vectoriels.

Les pertes par confinement ont également été évaluées. Elles ne constituent pas un facteur limitant car elles sont extrêmement faibles sur toute la plage de longueurs d'onde ($< 2.1 \times 10^{-5} \text{ dB km}^{-1}$). La dispersion de vitesse de groupe (DVG) a également été évaluée sur la même plage spectrale (figure. 4). Pour ces calculs, la dispersion de la silice a été prise en compte en utilisant la relation de Sellmeier. Nous

remarquons que la valeur maximale de DVG apparaît pour le mode HE_{51} ($314 \text{ ps km}^{-1} \text{ nm}^{-1}$). Dans le cas des groupes de modes OAM avec $|l| < 4$, la DVG est restée inférieure à $200 \text{ ps km}^{-1} \text{ nm}^{-1}$ et est pratiquement plate pour tous ces modes. La variation de la DVG est restée inférieure à $11 \text{ ps km}^{-1} \text{ nm}^{-1}$ pour les modes TE_{01} et HE_{11} .

4. PROPRIÉTÉS DE LA RC-PCF RÉALISÉE

La fibre proposée a été fabriquée en utilisant par assemblage-étirage et une image obtenue au MEB est présentée sur la figure 5. On note que la fibre réalisée possède une géométrie assez proche de celle du modèle. Plus précisément : $d_0 \sim 5.26 \mu\text{m}$, $d_C \sim 2.61 \mu\text{m}$, $\Lambda_C \sim 2.65 \mu\text{m}$, $d_H \sim 2.87 \mu\text{m}$, et $\Lambda_H \sim 3.09 \mu\text{m}$. Une petite inhomogénéité au niveau d'un trou de la première couronne peut-être observée.

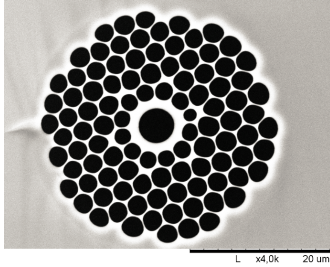


FIGURE 5 : Image de la RC-PCF obtenue au microscope électronique à balayage.

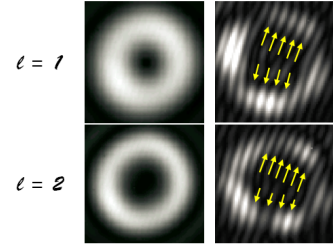


FIGURE 6 : Images CCD de faisceaux (droite) diffractés du SLM (gauche) en sorties de la RC-PCF interférés avec une onde plane de référence.

Expérimentalement, nous avons cherché à vérifier que la RC-PCF guide effectivement des modes OAM. Pour ce faire, nous avons converti un faisceau gaussien en OAM avec une charge topologique l en affichant un masque de phase $\varphi(\rho, \theta) = l \times \theta$ sur un modulateur spatial de lumière (SLM) dont les coordonnées radiales et azimutales (ρ, θ) sont centrées sur le faisceau gaussien entrant. Les images du champ lointain des faisceaux OAM en espace libre générés avec $l = 1$ et 2 sont présentées sur la figure 6 (droite). Nous avons converti l'état de polarisation des faisceaux OAM en polarisation circulaire et les avons couplé dans la RC-PCF en utilisant un objectif de microscope ($\times 40$, 0.65 NA). Nous avons excité les modes OAM de la fibre avec la même charge l et avons fait interférer les faisceaux en sortie de la RC-PCF avec une onde plane servant de référence, comme on le voit sur la figure 6 (gauche). Le motif en "fourchette" dans les franges d'interférence confirme la présence des charges topologiques attendues.

CONCLUSION

Nous avons modélisé, fabriqué et caractérisé une fibre micro-structurée à cœur annulaire permettant de guider des modes vectoriels avec une levée de dégénérescence d'indice effectif efficace entre ces modes. Les résultats préliminaires obtenus indiquent que la fibre supporte effectivement des modes OAM et pourrait, dès lors, être un support intéressant pour des transmissions à faible couplage entre modes.

REMERCIEMENTS

Travaux en partie soutenu par l'IRCICA, USR CNRS 3380 de l'Université de Lille et réalisés dans le cadre de : Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche, Conseil Régional des Hauts-de-France et CPER "Photonics for Society", et Labex CEMPI, Equipex FLUX.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Ramachandran, and P. Kristensen, "Optical Vortices in Fiber," *Nanophoton.*, vol. 2, pp. 455–474, 2013.
- [2] S. Ramachandran, P. Kristensen, and M. F. YAN, "Generation and Propagation of Radially Polarized Beams in Optical Fibers," *Opt. Lett.*, vol. 34, pp. 2525–2527, 2009.
- [3] H. Zhang, et al., "A New Type Circular Photonic Crystal Fiber for Orbital Angular Momentum Mode Transmission," *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 28, pp. 1426–1429, 2016.

INTRICATION DANS DES GUIDES COUPLES : VARIATIONS AVEC UN COUPLEUR DIRECTIONNEL NON LINEAIRE

**Nadia Belabas¹, David Barral¹, Kamel Bencheikh¹, Lorenzo Procopio, Jean-Marie Moison¹,
Christophe Minot¹, Ariel Levenson¹, Virginia D'Auria², Tom Lunghi², Sébastien Tanzilli²**

¹ Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies C2N, CNRS UMR 9001, Université Paris-Saclay, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France ² Université Côte d'Azur, Institut de Physique de Nice (INPHYNI), CNRS UMR 7010, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France

nadia.belabas@c2n.upsaclay.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions la propagation de lumière classique et quantique dans des guides couplés. Nous rappelons d'abord les possibilités offertes dans le régime classique par la structuration des constantes de couplage et de propagation dans un réseau de guides couplés. Après un tour d'horizon des filières et de leur intérêt pour la manipulation de lumière quantique, en régime de variables discrète ou continue, nous présentons l'intérêt de combiner le couplage évanescent à une non-linéarité pour réaliser des états inédits d'intrication multipartites avec des champs cohérents. Nous illustrons la diversité des effets accessibles par le calcul d'intrications obtenues en variables continues avec un simple coupleur directionnel non linéaire.

MOTS-CLEFS : *guides non-linéaires couplés ; variables continues ; intrication ; génération paramétrique*

La photonique quantique intégrée [1] utilise les outils et filières de la photonique pour l'implémentation de protocoles quantiques sur des plateformes plus compactes, plus stables, plus complexes et plus efficaces qu'en espace libre. Le couplage entre guides joue dans ce contexte un rôle crucial. Ainsi, la transposition en mode guidé de l'indispensable lame séparatrice (ou porte d'Hadamard pour l'encodage *time-bin*) passe par l'utilisation du couplage évanescent d'un guide à l'autre tel que mis à profit dans un coupleur directionnel. De plus, les réseaux qui mettent en jeu plusieurs guides couplés au premier voisin et dont l'intérêt pour la propagation classique et quantique de la lumière est récemment apparu [2], sont une piste pour la manipulation avancée de lumière quantique. Lors de cette présentation, nous allons nous concentrer sur une première étape essentielle dans le contexte du traitement de l'information, la génération robuste d'états intriqués. Nous allons considérer une approche prometteuse, très peu explorée, qui s'appuie sur la combinaison dans le même dispositif du couplage et de la non-linéarité [3]. Comme nous le verrons cette utilisation non séquentielle des deux effets ouvre de nouvelles possibilités pour la réalisation de sources quantiques.

On illustrera ces idées avec une discussion d'un ensemble de 2 guides couplés non linéaire. L'emblématique coupleur directionnel, doté d'une non-linéarité $\chi^{(2)}$ peut être une source d'intrication versatile et riche suivant la configuration des champs injectés. Le dispositif couple les champs fondamentaux telecom mais les champs harmoniques à 780 nm, plus confinés, ne sont pas couplés. En régime de variables continues et pour des paramètres réalistes pour des guides de niobate de lithium à inversion de domaine périodique (PPLN), les résultats numériques font apparaître des intrications entre les champs de longueur d'onde fondamentale (à 1560 nm) ou harmonique (à 780 nm) pour toutes les configurations de pompage. On discutera l'apparition remarquable d'intrication pour des champs non couplés et brillants, d'états maximales intriqués de vide comprimé, la création d'intrication quadripartite, la possibilité de mesure non destructrice

d'intrication sur une couleur via la mesure d'intrication sur l'autre couleur, ... qui sont autant de point attractifs pour les applications.

Ce travail a été réalisé grâce au soutien de l'Agence Nationale de la Recherche par le biais des projets INQCA (grant agreement number PN-II-ID-JRP-RQ-FR-2014-0013) et du programme d'Investissements d'Avenir (Labex NanoSaclay, reference ANR-10-LABX-0035).

RÉFÉRENCES

- [1] S. Tanzilli, A. Martin, F. Kaiser, M.P. De Micheli, O. Alibart and D.B. Ostrowsky. *Laser & Photon. Rev.* 6 (1), 115 (2012). O. Alibart, V. D'Auria, M. De Micheli, F. Dautre, F. Kaiser, L. Labont e, T. Lunghi, E. Picholle and S. Tanzilli. *J.Opt.* 18, 104001 (2016).
- [2] [Moison Minot quantum walk] C. Minot, J.-M. Moison, S. Guilet, E. Cambril, A. Levenson, N. Belabas *Optics Letters*, 539-542, 42, 3 (2017) Nadia Belabas, Christophe Minot, Géraud Bouwmans, Ariel Levenson, and Jean-Marie Moison *Optics Express*, Vol. 22, Issue 10, pp. 12379-12391 (2014) J. M. Moison, N. Belabas, C. Minot, and J. A. Levenson *Optics Letters* 34(16),2462-2464 (2009) C. Minot, J. M. Moison, A. Beveratos, I. Robert-Philip, and N. Belabas *European Physical Journal D, Phys. J. D* 69, 20 (2015)
- [3] D. Barral, N. Belabas, L. M. Procopio, V. D'Auria, S. Tanzilli, K. Bencheikh, et J. A. Levenson *Phys. Rev. A* 96, 053822 (2017)

QUAND LES RESEAUX DEVIENNENT (ENFIN) FLEXIBLES

Patricia Layec¹, Arnaud Dupas¹, Sébastien Bigo¹

¹ Nokia Bell Labs, 91620 Nozay, France

patricia.layec@nokia.com

RÉSUMÉ

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.

MOTS-CLEFS : *réseaux optiques ; automatisation ; SDN/NFV*

1. INTRODUCTION

La croissance du trafic est forte, particulièrement dans les réseaux optiques métropolitains dont le taux de croissance est deux fois plus important que dans le cœur de réseau [1]. L'interconnexion entre les centres de données peut atteindre un taux de croissance du trafic aussi grande que 100% par an et ce depuis 2012 [2]. Le réseau métropolitain devrait héberger une majeure partie de ce trafic d'interconnexion ainsi que celui venant de la 5G et l'internet des objets. Les réseaux optiques élastiques, introduits en 2008, permettent de soutenir la croissance du trafic [3]. L'objectif est de rendre les paramètres de transmission programmables pour mieux accorder le trafic transporté aux besoins et aux imperfections de la fibre [4]. En 2016, tous les fournisseurs de systèmes commercialisaient des produits élastiques, cela inclut des transpondeurs à débits variables et/ou des commutateurs optiques permettant de sélectionner une taille arbitraire de bande passante optique ; ce type de matériel est maintenant largement déployé sur le terrain.

La prochaine génération des réseaux optiques élastiques fera quant à elle usage d'automatisation, d'optimisation voire d'intelligence artificielle afin d'opérer les réseaux plus simplement, d'établir un nouveau service en quelques minutes ou heures plutôt qu'en plusieurs semaines et de faire de multiples reconfigurations pour s'adapter dynamiquement à la charge du trafic [1]. De plus, l'acceptation de la virtualisation du réseau dans l'informatique en nuage se propage à l'optique permettant d'offrir de nouveaux services par les opérateurs à leurs clients, tel que le découpage des ressources en couche (*network slicing* en anglais) où un sous-réseau est particularisé et temporairement alloué à un client, de manière sécurisée et indépendante des autres clients partageant ce réseau.

Dans ce papier, nous décrirons les réseaux optiques élastiques d'aujourd'hui et discuterons de la flexibilité offerte jusqu'à présent. Nous exposerons ensuite la vision de la prochaine génération des réseaux optiques élastique avec notamment les points bloquants à éliminer et les nouvelles fonctionnalités à ajouter et qui aideront à supporter cette vision.

2. LES RESEAUX OPTIQUES ELASTIQUES D'AUJOURD'HUI

L'hétérogénéité d'un réseau optique en termes de capacité demandée, de longueur de connexion, de durée de connexion et des infrastructures déployées (notamment la coexistence entre les équipements de différentes générations) a créé un fort intérêt pour les technologies à débit variable. Introduite en 2008 sous la forme d'occupation spectrale variable [3], de nombreux travaux ont complété cette approche [4, 5] en changeant le format de modulation, le taux de codage, le débit symbole, etc. Une particularité notable pour les réseaux élastiques est le transpondeur universel capable de proposer plusieurs débits dans un unique matériel, ce qui conduit à diminuer les coûts grâce à une augmentation importante des volumes produits. Ce transpondeur universel limite aussi

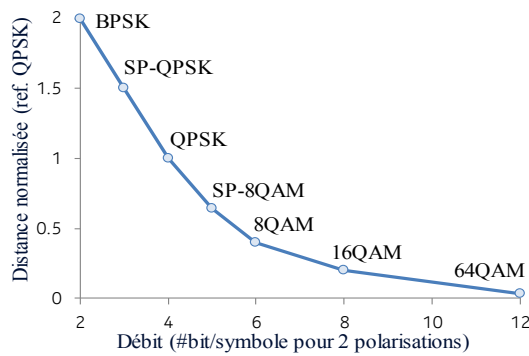


Fig. 1 : Compromis capacité vs. distance pour différents formats de modulation

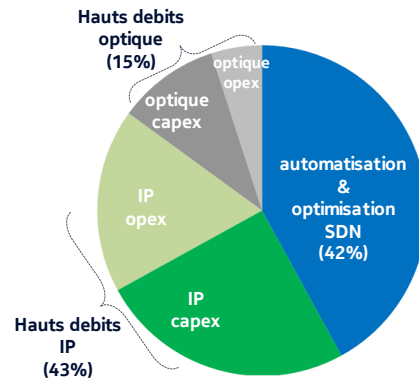


Fig. 2 : Répartition du gain des futurs réseaux

la superposition de ressources de secours comme un seul matériel peut s'adapter à n'importe quelle configuration du réseau [4]. De plus, le réseau peut facilement être mis à l'échelle et suivre l'augmentation du trafic comme le matériel peut être reprogrammé, alors que pour les anciennes générations, le matériel devait être désinstallé et remplacé afin de fournir plus de capacité.

Ces réseaux élastiques sont maintenant déployés sur le terrain. Par contre, la configuration du matériel comme les transpondeurs n'est que très rarement utilisé voire même jamais lors de la durée de vie d'une connexion : c'est une configuration « *set & forget* ». Dans ce mode d'opération du réseau, le compromis entre la capacité et la distance est l'usage le plus populaire des réseaux élastiques puisqu'il permet de mieux ajuster le débit au lien physique. Il est donc possible de sélectionner le meilleur format de modulation pour la distance demandée : une relativement faible distance bénéficie d'un bon rapport signal à bruit et donc d'une modulation d'ordre élevée. Comme illustré dans la Fig. 1, un doublement de la capacité en passant d'un format de modulation QPSK à 16QAM réduit la distance maximale d'un facteur 5, ce qui motive l'usage de formats supplémentaires tels que 8QAM ou des modulations codées dites *set-partitioning* (SP) [6]. De manière alternative, les différents débits peuvent être générés avec un débit symbole variable. Avec une configuration *set & forget*, de nombreuses études technico-économiques ont montrées que les réseaux élastiques apportent entre 20 et 30% de capacité supplémentaire pour des réseaux métropolitains [7]. Les réseaux de cœur, plus grands, ont la possibilité d'augmenter de 45% la capacité notamment grâce à une granularité de débit fine [8].

3. LES RESEAUX ELASTIQUES DU FUTUR

Les réseaux optiques du futur sont très liés à l'automatisation des systèmes. Pour cela, il est important que chaque matériel soit reprogrammable idéalement de manière très rapide mais surtout qu'il soit intégré dans une vision globale permettant une gestion au niveau réseau de façon simple & facile à reprogrammer. Ceci est rendu possible grâce au paradigme de virtualisation du réseau SDN/NFV (*software-defined network / network function virtualisation*) qui s'appuie sur une vue centralisée (multi-niveaux) des ressources et de leurs états. Cette approche directive permet une optimisation des ressources et leurs partages pour chaque demande de connexion ayant accès à cette vue. Par exemple, dans le futur, établir une connexion devrait s'effectuer à l'ordre de la minute alors qu'aujourd'hui il faut souvent plusieurs semaines. Afin de réaliser ce défi, il est important de collecter beaucoup d'informations sur l'état du réseau et de rendre accessible ces informations aux couches supérieures. Le contrôleur SDN sera en charge de traduire les requêtes de la couche supérieure en contraintes au niveau du plan de données, et réciproquement. Ce plan de contrôle devra être autant que possible indépendant de la génération de matériel utilisé pour permettre une gestion du réseau simple & facile à reprogrammer. Un tel futur réseau, utilisant une automatisation et une optimisation de bout-en-bout permettra une économie de 42% du coût total de possession contre seulement 15% grâce à l'innovation des réseaux optiques seuls, cf. Fig. 2 [1].

Pour que cette évolution se réalise, le plan de données doit s'adapter en devenant notamment plus rapide lors des reconfigurations. Pour illustration, un essai terrain mené sur une connexion de 410km rapporte que le passage du format QPSK à 16QAM (et 16QAM vers QPSK) nécessite 20 secondes (et 40s respectivement) [9]. De plus, les outils logiciels de contrôle sont généralement trop complexes car ils sont adaptés pour chaque technologie spécifique et garantissent une rétrocompatibilité avec les technologies antérieures. La connaissance fine nécessaire des protocoles propriétaires rendent souvent difficile l'interconnexion avec les couches supérieures du réseau permettant la création rapide de nouveaux services. En parallèle, des contrôleurs SDN sont simples, ouverts et génériques mais ils n'offrent pas encore la garantie suffisante de fiabilité et sécurité.

Pour pallier ces manques, des innovations sur le plan de données permettent de reconfigurer le débit de manière ultra-rapide ($\sim 10\mu s$) [10], soit plusieurs ordres de grandeur plus faible que les produits commerciaux, diminuant ainsi drastiquement le temps de reconfiguration du plan de données. Le prêt à l'emploi a également été proposé pour réduire la séparation spectrale entre deux canaux optiques et fonctionne en calculant d'abord les paramètres de transmission de manière conservative, puis en collectant l'information sur la qualité de transmission et enfin en optimisant la connexion [11]. Enfin, l'automatisation du réseau passe aussi par la collecte massive des données du réseau (qualité de transmission, puissance, taux d'utilisation des ressources, etc.) puis par leurs exploitations avec de l'apprentissage machine afin d'extraire le vrai potentiel d'un réseau optique devenu flexible. L'analyse des données permet de passer d'un pronostic du futur (incertitude) à une prédiction basée sur des modèles (déterministe) et ainsi fiabiliser l'automatisation du réseau.

CONCLUSION

Les réseaux optiques métropolitains favorisent l'innovation car situés à la croisée entre les réseaux d'opérateurs traditionnels et des OTTs. La configuration *set & forget* est rapidement remise en question pour aller vers des changements rapides et faciles (voire automatisés) des équipements. Le matériel est déjà prêt dans une certaine mesure, mais il pourrait se reconfigurer plus rapidement. Le défi se porte davantage sur la conception d'une couche de contrôle simple et des fonctions virtualisées. Des évolutions supplémentaires sont également requises telles que le prêt à l'emploi, la collecte massive des données du terrain, et l'apprentissage machine afin de faciliter cette adoption.

REFERENCES

- [1] M. Weldon, "The Future X Network: A Bell Labs Perspective," ISBN 978-1498759267, 2016.
- [2] A. Chen, "Is there any new technology for Optical Datacenter Interconnection?," in Proc. OFC, 2016.
- [3] M. Jinno, et al., "Demonstration of novel spectrum-efficient elastic optical path network with per-channel variable capacity of 40 Gb/s to over 400 Gb/s," in Proc. ECOC, paper Th3F6, 2008.
- [4] P. Layec, A. Morea, F. Vacondio, O. Rival, and J.-C. Antona, "Elastic Optical Networks: The Global Evolution to Software Configurable Optical Networks," in Bell Labs Technical Journal, Dec. 2013.
- [5] A. Napoli, et al., "Next generation elastic optical networks: The vision of the European research project IDEALIST," in IEEE Commun. Mag., vol. 53, no. 2, pp. 152-162, 2015.
- [6] J. Renaudier, A. Voicila, O. Bertran-Pardo, O. Rival, M. Karlsson, G. Charlet, S. Bigo, "Comparison of Set-Partitioned Two-Polarization 16QAM Formats with PDM-QPSK and PDM-8QAM for Optical Transmission Systems with Error-Correction Coding," in Proc. ECOC, paper We1C.5, 2012.
- [7] D.J. Ives, P. Bayvel, and S. Savory, "Routing, modulation, spectrum and launch power assignment to maximize the traffic throughput of a nonlinear optical mesh network," in Springer Photonic Network Commun., vol. 29, no. 3, pp. 244-256, Jun. 2015.
- [8] H. Dai, Y. Li, G. Shen, "Explore maximal potential capacity of WDM optical networks using time domain hybrid modulation technique," in J. Lightw. Technol., vol. 33, no. 18, 2015.
- [9] Y. Zhou, et al., "1.4 Tb Real-Time Alien Superchannel Transport Demonstration Over 410 km Installed Fiber Link Using Software Reconfigurable DP-16 QAM/QPSK," in J. Lightw. Technol., vol. 33, no. 3, 2015.
- [10] A. Dupas, et al., "Ultra-fast Hitless 100Gbit/s Real-Time Bandwidth Variable Transmitter with SDN optical control," in Proc. OFC, paper ThA46, 2018.
- [11] F. Cugini, F. Fresi, F. Paolucci, G. Meloni, L. Potí, N. Sambo, A. D'Errico, P. Castoldi, "Towards Plug-and-Play Software-defined EONs: Field Trial of Self-Adaptation Carrier Spacing," in Proc. ECOC, 2015.

SYNCHRONISATION DE DEUX LASERS DFB PAR RÉINJECTION DÉCALÉE EN FRÉQUENCE, POUR APPLICATIONS EN PHOTONIQUE MICRO-ONDE

Aurélien Thorette, Marco Romanelli, Marc Vallet

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

aurelien.thorette@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions la synchronisation sur une référence externe de la différence de fréquence entre deux lasers DFB, via un schéma de réinjection décalée en fréquence, qui utilise un modulateur inséré dans une boucle de réinjection. Nous appliquons cette méthode à un composant intégré comportant deux lasers DFB et un coupleur. Des résultats numériques et expérimentaux sont comparés, et nous discuterons du comportement vis-à-vis du désaccord de fréquence, du taux d'injection et des phases optiques liées à la rétro-action.

MOTS-CLEFS : *injection optique ; photonique micro-onde ; dynamique des lasers*

1. CONTEXTE ET SYSTÈME ÉTUDIÉ

La génération de signaux radio-fréquence (RF) sur porteuse optique est un enjeu majeur pour de nombreux systèmes actuels et futurs, que ce soit dans le domaine des télécommunications, de la détection radar ou la métrologie. Les méthodes hétérodynes, c'est à dire exploitant le battement entre deux lasers de fréquences ν_1 et ν_2 différentes sont efficaces, mais nécessitent de stabiliser la différence de fréquence $\nu_1 - \nu_2$ entre les deux lasers [1]. Une première mesure pour limiter l'influence des dérives liées à l'environnement est de placer les deux lasers sur la même puce photonique (photonic integrated component, PIC). Dans notre cas, le PIC réalisé au III-V Lab contient deux lasers DFB en InGaAsP émettant à $1.5 \mu\text{m}$ dont les courants de pompes sont ajustables individuellement. Leurs sorties, d'une puissance d'environ 500 mW sont combinées à l'aide d'un coupleur intégré [2]. Ce système unique présente une dérive du battement limitée à 10 kHz/min.

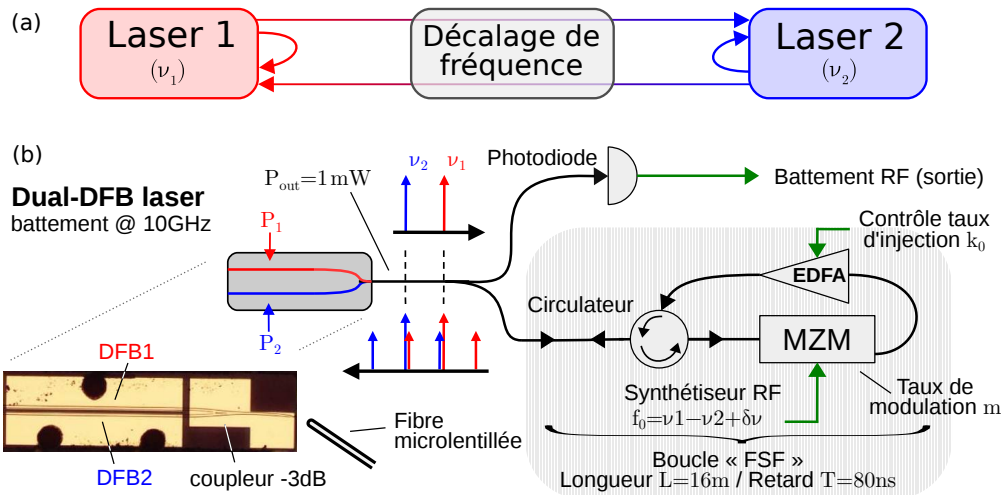


FIGURE 1 : (a) Principe du couplage entre les lasers. (b) Dispositif expérimental étudié. La différence de fréquence entre deux lasers DFB intégrés sur un composant unique est stabilisée par une boucle de réinjection avec décalage en fréquence. Celle-ci contient un modulateur d'amplitude (MZM) et un amplificateur optique (EDFA). Le signal de battement, dans le domaine RF, est observé sur une photodiode.

Le verrouillage du battement sur une référence externe utilise l'injection optique mutuelle des deux lasers. Pour cela, comme présenté sur la figure 1, une boucle de réinjection est mise en place entre les deux lasers, et celle-ci contient un modulateur d'amplitude (MZM) permettant de réaliser un décalage en fréquence [3]. Cette technique de réinjection décalée en fréquence (FSF) a déjà été démontrée expérimentalement pour les lasers solides [4], et semi-conducteurs [5], mais dans ce dernier cas l'influence des différents paramètres n'a pas été étudiée. Le cas de la synchronisation en phase de lasers semi-conducteurs n'a été étudié que partiellement, notamment sans prendre en compte un éventuel désaccord de fréquence [6]. Nous réalisons ici une étude comparant résultats numériques et expérimentaux pour un tel système de lasers soumis à injection mutuelle et réinjection propre.

2. STABILITÉ ET INFLUENCE DES PHASES OPTIQUES

Les lasers utilisés présentent une dynamique rapide, avec des oscillations de relaxation autour de $f_R \approx 8$ GHz. La longueur totale de la boucle, $L = 16$ m, induit ainsi un retard important entre les champs de sortie des lasers et les champs réinjectés. La réinjection optique agit alors comme une cavité externe, et les deux lasers peuvent se verrouiller –ou non– sur le même mode de celle-ci. Cette synchronisation est retrouvée numériquement grâce à un modèle de type *rate equations* incluant des termes de réinjection retardée. Expérimentalement, nous observons ce verrouillage de manière stable sur plusieurs heures.

Néanmoins, le modèle indique que le verrouillage est sensible aux phases optiques ajoutées lors de l'injection. Leur influence a fait l'objet d'une étude numérique. La figure 2 présente un aperçu de la sensibilité aux phases d'injection pour différents paramètres, le résultat principal étant qu'un taux de modulation important est favorable à l'état verrouillé (bleu foncé). Il est donc préférable de favoriser l'injection mutuelle entre les lasers plutôt que la réinjection de chacun sur lui-même.

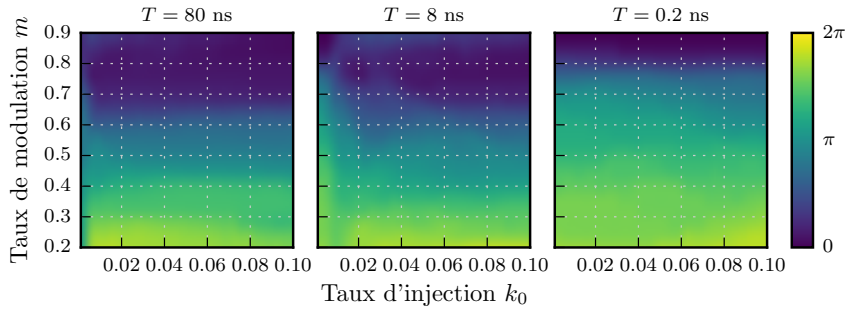


FIGURE 2 : Prévalence du régime verrouillé pour des phases optiques de réinjection aléatoires. À chaque point sont réalisées 50 intégrations numériques avec des valeurs de phase différentes. La différence entre les extrema de phase RF est calculée pour chaque intégration, et la moyenne est reportée sur la figure. m est proportionnel à l'énergie contenue dans les bandes latérales créées par le MZM. k_0 représente le taux de réinjection globale.

3. DÉSACCORD EN FRÉQUENCE : PLAGE ET BANDES D'ACCROCHAGE

Si la fréquence de référence f_0 n'est pas exactement égale à la fréquence de battement libre $\nu_1 - \nu_2$, la synchronisation entre les lasers peut être altérée. En effet, on observe alors numériquement et expérimentalement une certaine plage d'accrochage, c'est à dire une gamme de valeurs pour le désaccord $\delta\nu = \nu_1 - \nu_2 - f_0$ pour lesquelles le verrouillage est possible. La largeur de cette plage d'accrochage dépend du taux d'injection, du taux de modulation, et des phases optiques.

De plus, le désaccord induit un déphasage $-\delta\nu \times T$ entre champ intra-cavité et champ injecté. L'effet de ce déphasage induit est de segmenter la plage d'accrochage en un certain nombre de bandes d'accrochage, avec une périodicité $1/T$. Ceci peut être vu numériquement et expérimentalement sur la figure 3. Entre ces bandes d'accrochage, on observe des zones de déverrouillage complet de la phase, ou bien des zones de phase bornée, dans lesquelles la fréquence moyenne reste égale à f_0 . Quant à

l'amplitude, elle peut présenter des oscillations de type ondes carrées avec une période $2T$, ou encore des variations chaotiques.

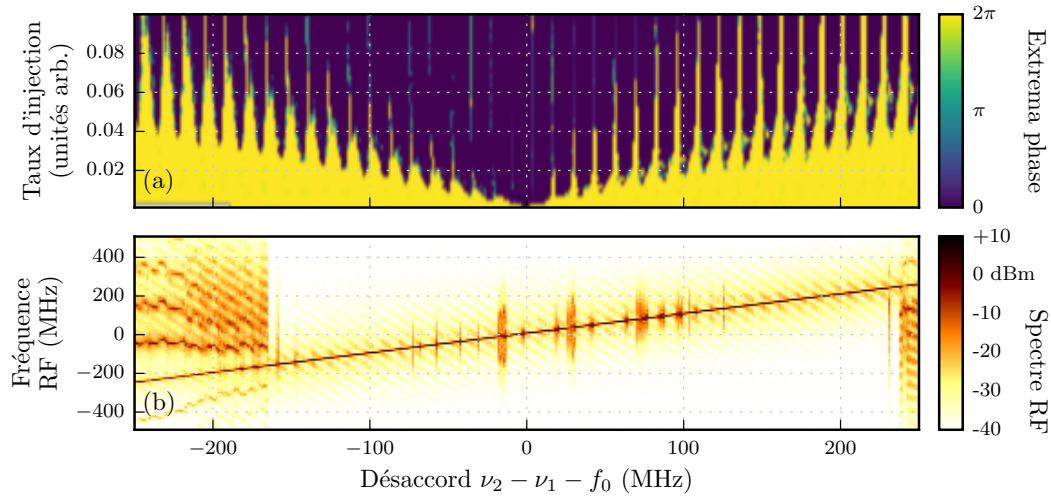


FIGURE 3 : Bandes d'accrochage. (a) Observation numérique, représentant la différence des extrema de phases. (b) Observation expérimentale, sous forme de spectrogramme obtenu lors d'un balayage du désaccord.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Le système présenté permet bien le verrouillage de la fréquence de battement entre deux lasers sur une référence externe. En dépit de la difficulté à contrôler certains paramètres, notamment les phases optiques, la stabilité peut être maintenue sur de longues périodes en favorisant l'injection mutuelle. Au niveau dynamique, nous avons montré l'effet d'un désaccord en fréquence, notamment l'apparition de bandes d'accrochages liées au retard. Des phénomènes d'ondes carrées, de phase bornée et de chaos sont également présents.

Nous avons appliqué cette technique à un composant PIC contenant deux lasers, et une plus forte intégration pourrait être envisagée en ajoutant directement la réinjection sur un tel composant. Cette solution a déjà été testée notamment dans des prototypes d'oscillateurs opto-électroniques hybrides produisant un battement RF stabilisé sur une ligne à retard [7], et pourrait être mise à contribution dans un grand nombre de systèmes intégrés.

RÉFÉRENCES

- [1] J. Yao, "Microwave Photonics," *J. Light. Technol.*, vol. 27, no. 3, pp. 314–335, Feb. 2009.
- [2] F. van Dijk, A. Accard, A. Enard, O. Drisse, D. Make, and F. Lelarge, "Monolithic dual wavelength DFB lasers for narrow linewidth heterodyne beat-note generation," in *Microwave Photonics, 2011 International Topical Meeting on & Microwave Photonics Conference, 2011 Asia-Pacific, MWP/APMP*. IEEE, p. 73
- [3] A. Thorette, M. Romanelli, and M. Vallet, "Synchronization of two DFB lasers using frequency-shifted feedback for microwave photonics," *Opt. Express*, submitted, 2018.
- [4] J. Thévenin, M. Romanelli, M. Vallet, M. Brunel, and T. Erneux, "Resonance assisted synchronization of coupled oscillators : Frequency locking without phase locking," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, p. 104101, 2011.
- [5] L. Wang, M. Romanelli, F. Van Dijk, and M. Vallet, "Photonic microwave oscillator based on monolithic DFB lasers with frequency-shifted feedback," *Electron. Lett.*, vol. 50, p. 451, 2014.
- [6] V. Flunkert, O. D'Huys, J. Danckaert, I. Fischer, and E. Schöll, "Bubbling in delay-coupled lasers," *Phys. Rev. E*, vol. 79, 2009.
- [7] A. Thorette, M. Romanelli, S. Bouhier, F. Van Dijk, M. Vallet and M. Alouini, "Hybrid opto-electronic oscillator for single-sideband microwave photonics," *Electron. Lett.*, submitted, 2018.

CALCUL EXACT DES CARACTÉRISTIQUES NON-LINÉAIRES DES GUIDES D'ONDE ISOTROPES ET ANISOTROPES

Mahmoud M. R. Elsayw et Gilles Renversez

Aix Marseille Univ, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel, 13013 Marseille, France

gilles.renversez@univ-amu.fr

RÉSUMÉ

Nous utilisons notre nouveau solveur non-linéaire des équations de Maxwell pour étudier les solutions stationnaires dans des guides d'onde de section invariante et bi-dimensionnelle ayant un cœur non-linéaire isotrope ou anisotrope. Dans le cas isotrope, nous revisitons les liens entre le paramètre non-linéaire γ_{nl} et la modification de la constante de propagation $\Delta\beta$. Nous montrons aussi que notre méthode de calcul des caractéristiques non-linéaires est généralisable aux guides anisotropes ce qui n'est pas le cas des méthodes précédentes.

MOTS-CLEFS : *guide d'onde, non-linéarité, modélisation 2D, effet Kerr, anisotropie*

1. INTRODUCTION ET MOTIVATIONS

La combinaison de la plasmonique avec l'optique non-linéaire a déjà permis la conception et la fabrication de dispositifs optiques non-linéaires compacts [1, 2], du fait du renforcement de la non-linéarité engendré par le fort confinement des champs. Cependant, aucun résultat expérimental marquant n'a encore été obtenu en plasmonique non-linéaire dans des configurations d'optique intégrée. Outre les difficultés de fabrication on doit aussi signaler le peu de résultats théoriques ou numériques pour des configurations réalistes [3]. Parmi les différents guides non-linéaires plasmoniques, le guide plasmonique à fente dans lequel un cœur non-linéaire de type Kerr (noté par la suite GPFNL) est entouré de gaines métalliques fait figure d'exemple paradigmatique (voir Fig. 1). Il y a quelques années des réalisations expérimentales de guides à fente diélectriques ont été caractérisées y compris en régime non-linéaire [4]. Les progrès réalisés depuis dans les techniques de fabrication permettent d'envisager des guides plus petits, plus complexes, mais aussi plasmoniques. De ce fait, une des questions cruciales qui se pose en terme de modélisation des effets non-linéaires est la détermination précise des caractéristiques non-linéaires dont le paramètre non-linéaire γ_{nl} qui est utilisé dans les simulations numériques décrivant la propagation d'une impulsion lumineuse le long du guide (via l'équation de Schrödinger non-linéaire ESNL). On dénombre deux techniques principales d'évaluation de γ_{nl} , la première la plus simple et la plus ancienne est basée sur le calcul de l'aire effective du mode linéaire, notée A_{eff} , dont on veut étudier après la propagation en régime non-linéaire, via la formule approchée $\gamma_{nl}^{approx} = k_0 n_2 / A_{eff}$ où $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ et n_2 est le coefficient non-linéaire du matériau considéré [5, 6]. Cette technique n'est pas valable notamment dans le cas de pertes importantes ou de fortes non-linéarités, et n'est pas adaptable au cas anisotrope. La seconde technique repose sur l'évaluation directe de la modification de la constante de propagation du mode linéaire β_l lors du passage en régime non-linéaire de puissance totale P_{tot} avec une constante de propagation notée $\beta_{nl}(P_{tot})$. On a alors la relation approchée $\gamma_{nl}(P_{tot}) = \Delta\beta / P_{tot} = (\beta_{nl}(P_{tot}) - \beta_l) / P_{tot}$ [7, 8]. Cette seconde technique permet de décrire les configurations où les pertes sont importantes, la non-linéarité forte mais aussi le cas de guides anisotropes. Pour cette seconde méthode, il faut pouvoir calculer la constante de propagation non-linéaire $\beta_{nl}(P_{tot})$. C'est ce que permet notre nouvelle méthode numérique de détermination des solutions non-linéaires stationnaires de puissance P_{tot} des équations de Maxwell pour des guides de section transverses 2D. Cette méthode [8] est basée sur les éléments finis et la généralisation au cas vectoriel de l'algorithme à puissance fixée initialement développé dans le cas scalaire [9, 10]. Elle permet une détermination précise de γ_{nl} (avec son rôle important dans l'ESNL) sachant aussi qu'elle est utilisable dans le cas de guides d'onde anisotropes et qu'elle peut conduire à l'introduction d'une partie complexe dans γ_{nl} . Dans ce qui suit nous ne décrirons pas la méthode elle-même ni sa validation mais plutôt quelques unes caractéristiques non-linéaires de certains guides d'onde que nous avons étudiés.

2. RÉSULTATS POUR DES GUIDES PLASMONIQUES ISOTROPES ET ANISOTROPES

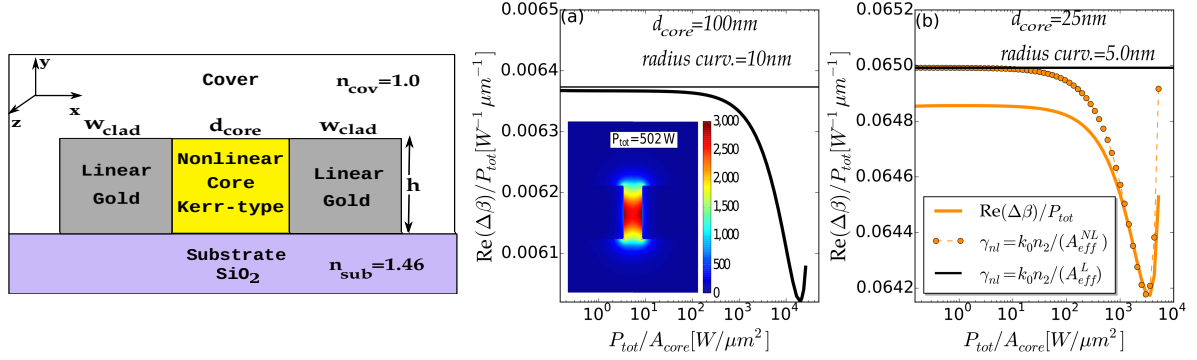


FIGURE 1 : Gauche : GPFNL isotrope 2D avec un cœur non-linéaire en silicium amorphe hydrogéné. Droite : (a) : $\Re(\Delta\beta)/P_{tot}$ en fonction de la puissance totale injectée P_{tot} normalisée par l'aire du cœur non-linéaire A_{core} pour le GPFNL de gauche avec $h = 100\text{nm}$, $w_{clad} = 200\text{nm}$. (b) idem pour $d_{core} = 25\text{nm}$. L'encart en (a) représente $|\mathbf{E}_t|$ pour le mode non-linéaire fondamental obtenu pour $d_{core} = 100\text{nm}$ pour $P_{tot} \approx 502\text{W}$.

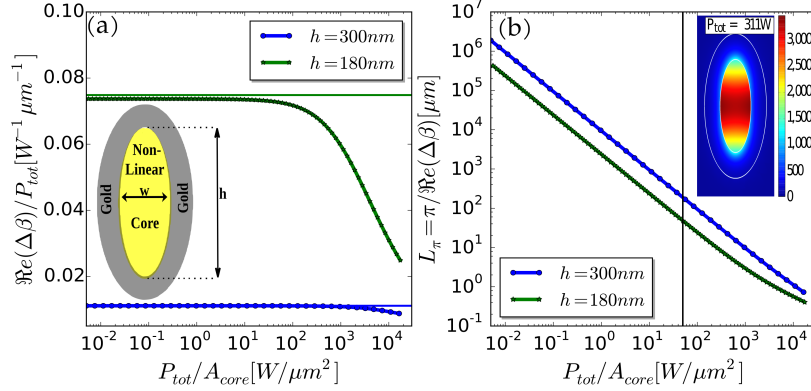


FIGURE 2 : Guide plasmonique elliptique isotrope non-linéaire de largeur de cœur $w = 100\text{nm}$. (a) $\Re(\Delta\beta)/P_{tot}$ en fonction de P_{tot}/A_{core} pour deux hauteurs h distinctes, l'encart représente un schéma de ce type de guide. (b) longueur requise du guide pour atteindre un déphasage de π en fonction de P_{tot}/A_{core} , l'encart représente $|\mathbf{E}_t|$ pour le mode non-linéaire fondamental pour $h = 180\text{nm}$ et $P_{tot} \approx 311\text{W}$.

Aux basses puissances, dans les cas sans pertes, il a déjà été montré que les résultats issus des deux techniques de calcul de γ_{nl} coïncident [5, 7]. Sur la Figure 1, nous montrons que la seconde définition de γ_{nl} basée sur les solutions non-linéaires est plus générale et valable aussi dans le cas de guides à fortes pertes comme le sont les guides plasmoniques ce qui n'est pas le cas de la première méthode. Nous montrons aussi qu'aux fortes puissances, le rapport $\Re(\Delta\beta)/P_{tot}$ n'est en fait plus constant est que la méthode usuelle (ligne horizontale) ne permet pas un calcul précis de γ_{nl} . On peut améliorer cette approximation en utilisant non plus les profils de champs linéaires mais les profils de champs non-linéaires (vecteurs propres du problème) toutefois dans ce cas c'est que le problème non-linéaire aux valeurs propres a été résolu, et il est alors plus simple de partir directement de la constante de propagation non-linéaire (valeur propre du problème) pour calculer $\Re(\Delta\beta)$. La diminution puis l'augmentation observées de $\Re(\Delta\beta)/P_{tot}$ dans la Fig. 1 sont engendrées par les termes d'ordre élevé dans le développement de Taylor de $\Re(\Delta\beta(P_{tot}))$ qui interviennent aux fortes puissances.

Il est important de noter que la différence entre $\gamma_{nl}(P_{tot})$ et γ_{nl}^{approx} ne dépasse pas les 6% sur toute la gamme de puissance testée pour le GPFNL étudié. Dans la Fig. 2, nous étudions un guide proposé récemment [11] assurant un confinement encore plus fort du champ électromagnétique que le GPFNL, le guide plasmonique elliptique non-linéaire. Dans ce cas, on obtient une différence de 50 % entre les deux méthodes de calcul de γ_{nl} . Dans la partie droite de la même figure, nous déterminons la longueur de guide requise pour obtenir un déphasage de π de l'onde en fonction de la densité de puissance injectée, on

constate que même en restant sous le seuil d'endommagement du silicium amorphe hydrogéné (a-Si :H) (5 GW/cm^2) représenté par la ligne verticale dans le graphe, on peut obtenir des déphasages de π pour $100 \text{ }\mu\text{m}$ de propagation (pour $h = 180\text{nm}$) ou pour $300 \text{ }\mu\text{m}$ (pour $h = 300\text{nm}$) soit des guides entre 12 et 4 fois plus courts que les guides non-linéaires les plus performants proposés jusqu'ici [5].

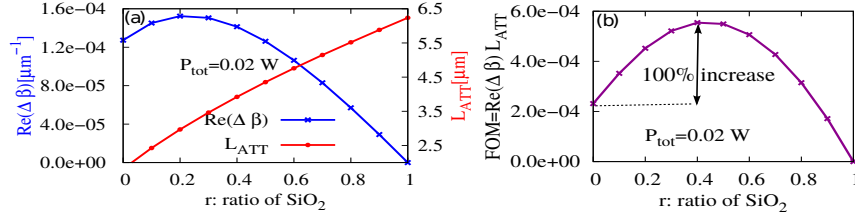


FIGURE 3 : GPFNL anisotrope. (a) $\text{Re}(\Delta\beta(P_{\text{tot}}))$ et $L_{\text{ATT}} = 1/(2\Im m(\beta))$ en fonction de la fraction de silice r dans l'empilement multicouche régulier de SiO_2 et de (a-Si :H) formant le cœur non-linéaire du GPFNL. (b) $\text{FOM} = \text{Re}(\Delta\beta)L_{\text{ATT}}$ en fonction de r .

Dans la figure 3, nous démontrons que notre solveur non-linéaire nous permet d'étudier les guides d'onde non-linéaires anisotropes (l'anisotropie effective du cœur étant obtenue par un empilement de couches de SiO_2 et de (a-Si :H)). On montre aussi qu'une configuration réaliste permet d'améliorer d'un facteur 2 la performance du guide mesurée par le produit dénoté $\text{FOM} = \text{Re}(\Delta\beta)L_{\text{ATT}}$ où L_{ATT} est la longueur d'atténuation du mode concerné, et cela y compris à basse puissance ($P_{\text{tot}} = 0.02 \text{ W}$) [8]. Lors de notre présentation, nous discuterons aussi de l'origine, de l'interprétation, et des conséquences de l'existence d'une éventuelle partie imaginaire non nulle au terme $\Delta\beta(P_{\text{tot}})$.

CONCLUSION

Nos résultats illustrent les améliorations que peuvent apporter les guides plasmoniques non-linéaires qu'ils soient isotropes ou anisotropes en terme de compacité par rapport à des guides diélectriques à condition bien évidemment de pouvoir calculer leurs caractéristiques non-linéaires de manière précise avec des méthodes numériques ad-hoc. On rappelle que notre solveur peut étudier tout autre type de guide d'onde 2D, avec une nonlinéarité de type Kerr, invariant selon la direction de propagation.

RÉFÉRENCES

- [1] H. Lu, X. Liu, L. Wang, Y. Gong, and D. Mao, "Ultrafast all-optical switching in nanoplasmonic waveguide with kerr nonlinear resonator," *Opt. Express*, vol. 19, no. 4, pp. 2910–2915, 2011.
- [2] M. Kauranen and A. V. Zayats, "Nonlinear plasmonics," *Nature Photon.*, vol. 6, no. 11, pp. 737–748, 2012.
- [3] M. M. R. Elsayy and G. Renversez, "Improved nonlinear slot waveguides using dielectric buffer layers : properties of TM waves," *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 7, p. 1542, 2016.
- [4] C. Koos, P. Vorreau, T. Vallaitis, P. Dumon, W. Bogaerts, R. Baets, *et al.*, "All-optical high-speed signal processing with silicon–organic hybrid slot waveguides," vol. 3, no. 4, pp. 216–219, 2009.
- [5] C. Koos, L. Jacome, C. Poulton, J. Leuthold, and W. Freude, "Nonlinear silicon-on-insulator waveguides for all-optical signal processing," *Opt. Express*, vol. 15, no. 10, pp. 5976–5990, 2007.
- [6] S. Afshar and T. M. Monro, "A full vectorial model for pulse propagation in emerging waveguides with subwavelength structures part I : Kerr nonlinearity," *Opt. Express*, vol. 17, no. 4, pp. 2298–2318, 2009.
- [7] A. V. Maslov, "Rigorous calculation of the nonlinear Kerr coefficient for a waveguide using power-dependent dispersion modification," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 15, pp. 4396–4399, 2014.
- [8] M. M. R. Elsayy and G. Renversez, "Exact calculation of the nonlinear characteristics of 2D isotropic and anisotropic nonlinear slot waveguides," *Opt. Lett.*, to be published, 2018.
- [9] A. Ferrando, M. Zacarés, P. F. d. Córdoba, D. Binosi, and J. A. Monsoriu, "Spatial soliton formation in photonic crystal fibers," *Opt. Express*, vol. 11, no. 5, pp. 452–459, 2003.
- [10] F. Drouart, G. Renversez, A. Nicolet, and C. Geuzaine, "Spatial Kerr solitons in optical fibres of finite size cross section : beyond the Townes soliton," *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, vol. 10, no. 12, p. 125101, 2008.
- [11] M. M. Hossain, M. D. Turner, and M. Gu, "Ultrahigh nonlinear nanoshell plasmonic waveguide with total energy confinement," *Opt. Express*, vol. 19, no. 24, pp. 23 800–23 808, 2011.

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

Laura Ghisa, André Pérennou, Ramez Hamié, Véronique Quintard, Mikael Guegan

*Laboratoire Lab-STICC UMR CNRS 6285, École Nationale d'Ingénieurs de Brest (ENIB), C.S.
73862, 29238 Brest, Cedex 3, France*

ghisa@enib.fr

RÉSUMÉ

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.

MOTS-CLEFS : *Observatoire câblé de fond de mer ; puissance sur fibre ; effets non-linéaires ; Amplification Raman*

1. INTRODUCTION

Les observatoires utilisant des câbles pour l'alimentation des capteurs et leur communication avec une station terrestre constituent un moyen d'investigation des fonds marins très attractif [1]. Ils permettent d'effectuer une transmission des données full-duplex, haut débit et en temps réel et, de surcroît, de fournir l'alimentation en énergie électrique sans limite dans le temps.

Dans certains cas, il peut être intéressant d'étendre ces observatoires dans une nouvelle zone d'exploration distante de quelques kilomètres. Dans ce contexte, nous avons proposé et testé une extension tout-optique qui permet la transmission conjointe de la puissance et des données sur une fibre optique unique [2], [3]. Ce dispositif nécessite la transmission de fortes puissances optiques pour recueillir une puissance électrique suffisante pour alimenter le capteur. La présence de forte puissance optique engendre la manifestation de phénomènes optiques dont les effets et leur interaction doivent être étudiés. Afin d'améliorer la qualité de transmission de l'information, nous avons fait évoluer l'architecture optique proposée dans [2] par le simple ajout d'un isolateur et de filtres optiques supplémentaires.

Après une brève présentation de l'extension et de l'architecture optique, nous présentons les nouvelles caractérisations expérimentales obtenues en régime statique et en régime dynamique.

2. ARCHITECTURE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE TEST

L'architecture complète de l'extension que nous avons développée est présentée sur la figure 1a. Le banc expérimental mis en place pour la caractérisation de la transmission des données est présenté sur la figure 1b. La source qui fournit l'énergie d'alimentation est un laser de puissance à amplification Raman capable de délivrer une puissance maximale de 40 dBm à une longueur d'onde de 1480 nm. Pour les caractérisations expérimentales, les sources lasers (DFB, VCSEL) et les photodiodes présentées sur la figure 1a sont remplacées par deux lasers accordables de laboratoire émettant dans la bande C (1530-1565 nm) qui produisent les données descendantes et montantes, et par deux "photodiodes de laboratoires" rapides et de fortes sensibilités. La fibre optique, standard monomode SMF 28, longue de 10 km, est l'élément central du système. Deux multiplexeurs/démultiplexeurs, situés de chaque côté de la fibre optique, permettent de superposer/séparer l'onde de puissance du signal de données. Les deux circulateurs optiques permettent de séparer les données bidirectionnelles. La partie récupération de l'énergie optique ainsi

que l'interface capteur ne fait pas l'objet des caractérisations présentées, un absorbeur optique a été placé sur la voie puissance.

Les lasers de données émettent en continu pour une analyse statique du comportement du dispositif. Les mesures sont réalisées à l'aide d'un analyseur de spectre optique placé respectivement en amont et en aval de la fibre SMF 28. Le choix préliminaire des caractéristiques des lasers de données est réalisé à l'aide des propriétés statiques obtenues par un modèle de propagation développé par notre équipe [4].

L'analyse en régime dynamique est réalisée en modulant les lasers de données à un débit de 5 Mbit/s. Le choix du débit est lié aux caractéristiques des capteurs utilisés dans le cadre des observatoires de fond de mer (hydrophone, géophone, turbidimètre...). Les mesures sont réalisées avec un oscilloscope numérique en sortie de photodiode.

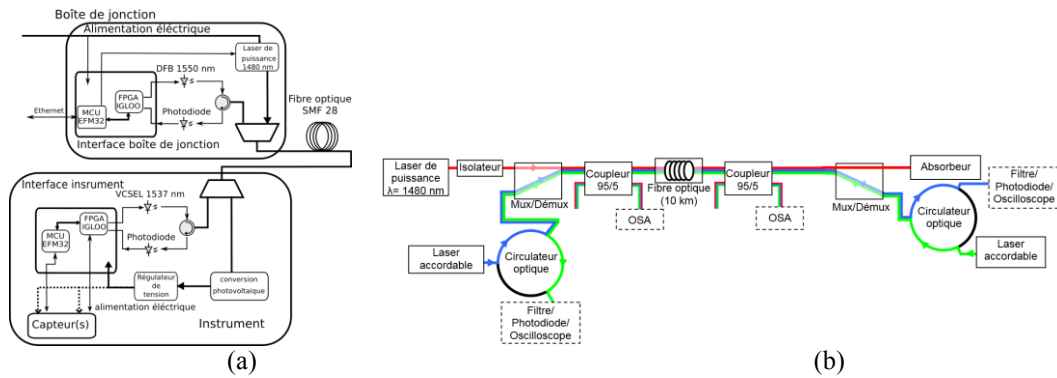


Fig. 1 : Schéma de principe de l'extension optique (a) architecture complète du dispositif de Puissance sur Fibre (b) dispositif expérimental pour la caractérisation

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons caractérisé expérimentalement l'influence de la forte puissance optique fournie par le laser de puissance (laser pompe) sur la transmission de données. Sur la figure 2a nous présentons le bilan de liaison en fonction de la longueur d'onde dans les deux sens de transmission. Nous retrouvons naturellement l'allure du gain Raman, qui est l'effet non-linéaire principal observé dans notre dispositif. Sur la figure 2b nous présentons un exemple de spectres optiques mesurés pour des données descendantes pour une puissance du laser pompe fixée à 33 dBm.

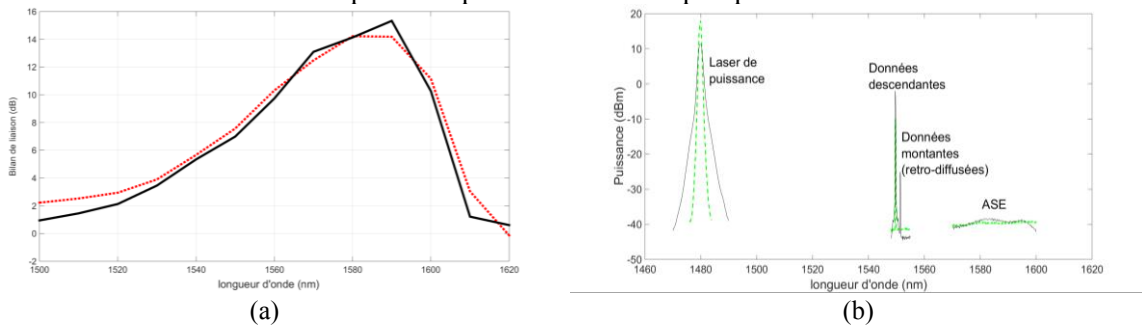


Fig. 2 : Résultats pour une puissance pompe égale à 33 dBm (a) Bilans de liaison descendant (trait continu) et montant (trait pointillé) (b) Spectres optiques des signaux co-propagatifs en entrée (trait pointillé) et en sortie (trait continu)

Après l'analyse statique une étude en dynamique a été réalisée. Nous avons fixé les longueurs d'onde de données : 1550 nm pour le sens descendant et 1552 nm pour le sens montant. Ces longueurs d'onde résultent d'un compromis entre gain d'amplification et bruits (ASE). Sur la figure 3, nous présentons quelques résultats obtenus pour différentes puissances du laser pompe. La qualité

de transmission des données est correcte jusqu'à une puissance émise égale à 36 dBm. Pour des puissances plus importantes le laser pompe est perturbé par la rétrodiffusion dans la fibre.

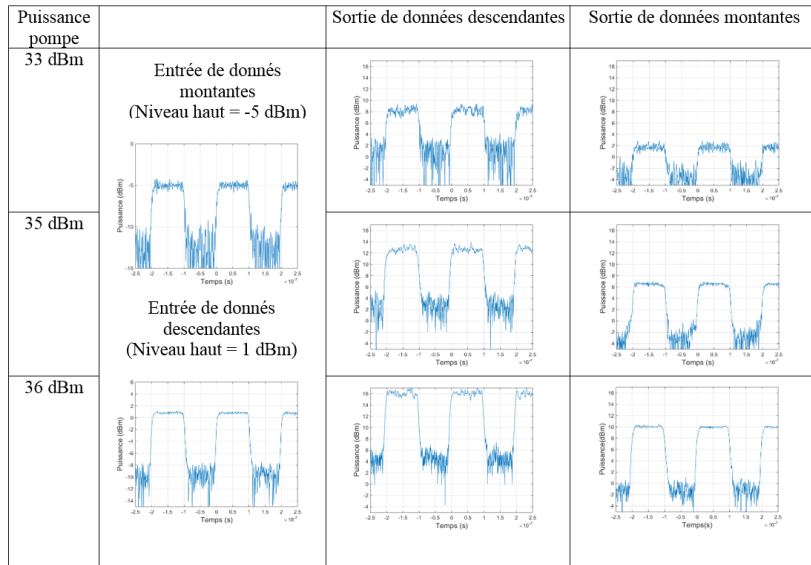


Fig. 3 : Exemples de comportements temporels des données pour trois valeurs de puissance pompe.

Dans le tableau 1 nous présentons une étude comparative du gain observé lors des mesures statiques et dynamiques.

Tab. 1 : Gain statique et dynamique

Puissance pompe (dBm)	Gain statique (dB)		Gain dynamique (dB)	
	1550 nm descendant	1552 nm montant	1550 nm descendant	1552 nm montant
33	6.6	5.5	7.5	6.8
35	11.9	11.1	11.8	11.5
36	15.3	14.7	15.3	14.9

CONCLUSION

Nous avons présenté le dispositif d'opto-alimentation dans sa dernière version en régime dynamique et nous avons caractérisé expérimentalement l'influence de la puissance pompe sur l'amplification Raman des données co et contra-propagative. Cette nouvelle architecture a permis d'améliorer sensiblement les performances du système par rapport à la référence [3]. Nous avons augmenté de 3 dB la puissance optique servant à l'alimentation en énergie, en passant de 33 dBm à 36 dBm, sans détériorer la qualité des données.

REFERENCES

- [1] P. Favali and L. Beranzoli, "Seafloor observatory science: a review," Ann. Geophys., Vol. 49, 2006.
- [2] F. Audo, et al., "Quasi-all-optical network extension for submarine cabled observatories," Opt. Eng., Vol. 50, 2011.
- [3] F. Audo, et al., "Raman amplification in an optically high-powered data link dedicated to a 10 km long extension for submarine cabled observatories," J. Opt., Vol. 15, 2013.
- [4] E. Dimitriadou, et al., "Modeling of a 10-km optical link exploiting power-over-fiber for cabled submarine observatories," Opt. Eng., Vol. 56, 2017.

COMBINAISON COHERENTE DE GENERATEURS DE DIFFERENCE DE FREQUENCES

R. Chtouki¹, A. Odier¹, L. Lombard¹, J-M. Melkonian¹, P. Bourdon¹, A. Godard¹, A. Durecu¹

¹ ONERA – The French Aerospace Lab, BP 80100, 91120 Palaiseau, France

rodwane.chtouki@onera.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons dans cet article ce qui, à notre connaissance, est la première démonstration expérimentale de combinaison cohérente de générateurs de différence de fréquences par contrôle indirect de la phase. Grâce à la relation de phase inhérente au processus non linéaire, nous avons combiné deux faisceaux dans le moyen infra-rouge à 3,4 μm .

MOTS-CLEFS : *laser ; combinaison cohérente ; optique non linéaire.*

1. INTRODUCTION

La combinaison cohérente de convertisseurs de fréquences est un moyen efficace de pallier les limites de la montée en puissance des lasers fibrés. Elle permet d'aller au-delà des puissances intrinsèques des amplificateurs (limités par des effets non linéaires, seuils de dommage des fibres, etc.) tout en offrant un plus large spectre de longueur d'onde disponible, là où les records de puissance sont obtenus à des longueurs d'ondes spécifiques (1 μm , 1,5 μm ou 2 μm).

Suite à des travaux de combinaison de générateurs de seconde harmonique [1], nous présentons dans cet article une preuve expérimentale de la combinaison cohérente de générateurs de différence de fréquences (DFG) grâce à un contrôle indirect de la phase. Après avoir explicité la relation de phase qui lie les ondes en présence, nous discutons du montage expérimental avant de présenter les résultats obtenus.

2. RELATION DE PHASE

Le principe de la DFG est le suivant : en faisant passer une onde de pompe dans un cristal présentant une polarisation non linéaire d'ordre 2, il est possible sous certaines conditions d'obtenir deux ondes de plus grande longueur d'onde, dites signal et complémentaire, en satisfaisant la conservation d'énergie :

$$\omega_{\text{complémentaire}} = \omega_{\text{pompe}} - \omega_{\text{signal}} \quad (1)$$

avec comme convention pour ce phénomène à 3 ondes $\omega_i < \omega_s$. A cette équation reliant les fréquences s'ajoute une autre relation entre les phases des ondes en présence, à savoir :

$$\varphi_c = \varphi_p - \varphi_s + \text{constante} \quad (2)$$

Dans notre cas on souhaite combiner deux ondes complémentaires, correspondant à une longueur d'onde d'environ 3,4 μm . Nous devons dans un premier temps nous assurer que ces deux faisceaux sont bien à la même longueur d'onde de manière à les faire interférer. Pour ce faire, on fixe la longueur d'onde du signal à 1550 nm en l'injectant dans le cristal à l'aide d'un laser à fibre.

On souhaite maximiser le signal d'interférence entre la deuxième voie m et la voie de référence. Ces deux voies sont régies par l'Eq. (2) :

$$\varphi_c^{\text{ref}} = \varphi_p^{\text{ref}} - \varphi_s^{\text{ref}} + \text{constante}^{\text{ref}} \quad (3)$$

$$\varphi_c^m = \varphi_p^m - \varphi_s^m + \text{constante}^m \quad (4)$$

Les interférences sont constructives pour une différence de phase entre les ondes complémentaires nulle, c'est-à-dire :

$$\Delta\varphi_c = \varphi_c^{\text{ref}} - \varphi_c^m = 0 \quad (5)$$

En utilisant la relation de phase, on se rend compte qu'on est capable de valider cette égalité entre les phases des ondes complémentaires en contrôlant la phase de la pompe de la voie m comme suit :

$$\varphi_c^{ref} = \varphi_c^m \Rightarrow \varphi_p^m = \varphi_p^{ref} - \varphi_s^{ref} + \varphi_s^m + constante^{ref} - constante^m \quad (6)$$

Le contrôle actif de la phase de la pompe permet donc de piloter indirectement la phase des ondes complémentaires pour effectuer la combinaison cohérente de ces dernières, en ajustant en permanence φ_p^m pour qu'elle vérifie cette égalité.

3. MONTAGE EXPERIMENTAL

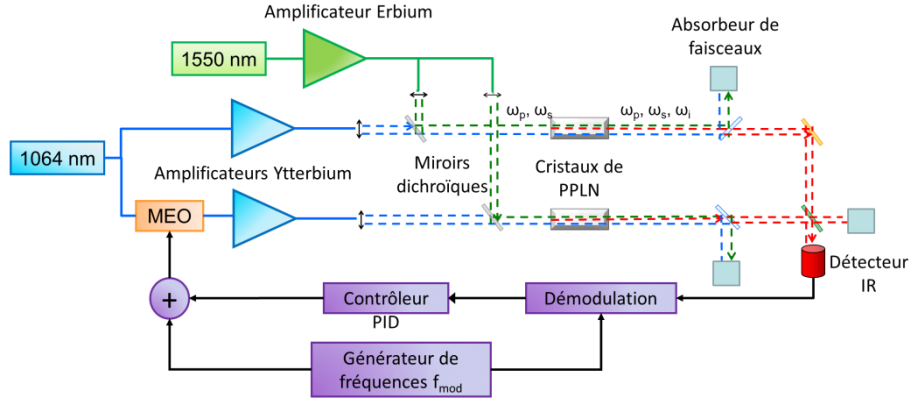


Fig 1 : Montage expérimental de combinaison cohérente de DFG par contrôle indirect de la phase [2].

Un schéma de principe est présenté en Fig 1. Une pompe à 1064 nm est séparée en deux voies, une de référence et une autre dont on contrôle la phase grâce à un Modulateur Electro-Optique (MEO). Ces deux voies sont amplifiées au-delà de 10 W puis dirigées vers deux cristaux de Niobate de Lithium Polarisé Périodiquement (PPLN). On souhaite s'assurer l'égalité des longueurs d'ondes complémentaires. On injecte alors celle du signal au sein des cristaux. L'accord de phase dans le cristal de PPLN est obtenu pour un pas de 30,49 μm avec une température de 58 $^{\circ}\text{C}$.

Le contrôle de la phase se fait par une boucle de rétroaction. La phase de l'onde de pompe contrôlée est marquée en fréquence puis démodulée par une détection synchrone. On corrige ensuite les écarts grâce à un contrôleur PID. Une détection I/Q permet aussi de mesurer les phases des ondes impliquées dans le processus.

4. RESULTATS EXPERIMENTAUX

On présente dans cette section les résultats expérimentaux correspondant au montage précédent. En Fig 2 est représentée l'évolution temporelle du signal d'interférence. Lorsque l'asservissement est désactivé, à gauche, on observe des fluctuations de phase rapide entre les ondes complémentaires à 3,4 μm tandis qu'à droite, le contrôle actif de la phase est réalisé, bloquant les interférences sur un état constructif. La qualité de mise en phase est excellente puisqu'on obtient une erreur résiduelle de $\lambda/28,5$ rms.

On s'est ensuite intéressé aux écarts de phase lorsque l'asservissement est activé. Lorsque l'écart de phase des ondes complémentaires est nul, on doit avoir une relation fixe entre les écarts de phase des ondes de pompe et signal d'après l'Eq. (6). On représente ces écarts au cours du temps en Fig 3. On note que l'évolution des deux écarts de phase est identique à un offset prêt, appelé φ_0 qui correspond à la différence des chemins optiques. Cet offset est constant ce qui nous permet d'affirmer que les ondes complémentaires sont bien en phase.

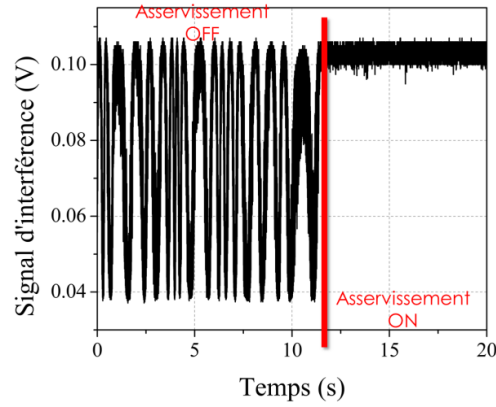


Fig 2 : Evolution temporelle du signal d'interférence entre les ondes à 3,4μm en fonction de l'état de l'asservissement.

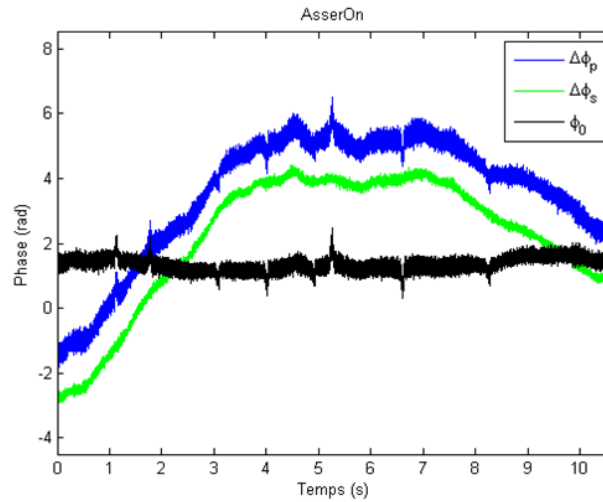


Fig 3 : Evolution temporelle de la différence de phase de pompe et signal lorsque l'asservissement est activé.

CONCLUSION

Nous avons présenté la preuve expérimentale de la combinaison cohérente de DFG par un contrôle indirecte de la phase, c'est-à-dire en utilisant une boucle de rétroaction pour faire varier la phase d'une des ondes de pompe afin de mettre en phase les ondes complémentaires. Ce contrôle est possible grâce à la relation de phase inhérente au processus de DFG. Nous obtenons alors une très bonne qualité de mise en phase avec une erreur résiduelle de $\lambda/28,5$ rms. Des travaux sont en cours pour étendre ces résultats à la combinaison d'OPO, processus non linéaire équivalent à la DFG mais en cavité.

REMERCIEMENTS

Nous remercions la Direction Générale de l'Armement pour leur financement.

REFERENCES

- [1] A. Odier, et al., "Coherent combining of second-harmonic generators by active phase control of the fundamental waves," Opt. Lett. 42, 3201-3204 (2017)
- [2] A. Odier, Combinaison cohérente de convertisseur de fréquences optiques, Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay (2018).

CONCEPTION D'UN FILTRE OPTIQUE A PROFIL ARBITRAIRE DE SIGNAUX MICRO-ONDES PAR DIFFUSION BRILLOUIN STIMULEE

Wei Wei^{1,2}, Yves Jaouën¹, Lilin Yi^{1,2}, Weisheng Hu²

¹ LTCI, Télécom ParisTech, Université Paris Saclay, 75634 Paris, France

² State Key Lab of Advanced Optical Communication Systems and Networks
Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China

yves.jaouen@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

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 une boucle de rétroaction numérique.

MOTS-CLEFS : *Diffusion Brillouin stimulée, filtre optique, fibre optique*

1. INTRODUCTION

Le traitement de signal tout-optique de signaux opto-microondes permet d'atteindre de meilleures performances comparées aux solutions électriques traditionnelles [1]. La diffusion Brillouin stimulée (SBS pour Stimulated Brillouin Scattering) a été proposée pour la réalisation de filtre optique avec une bande de gain allant de quelques dizaines de MHz à plusieurs GHz [2-4].

Le profil naturel du gain Brillouin $g_B(\nu)$ dans une fibre est une Lorentzienne de largeur ~ 25 MHz. Le gain $g(\nu)$ peut être exprimé par la convolution de g_B avec le spectre normalisé de la pompe S_{pompe} . Le gain $G(\nu)$ de l'amplificateur Brillouin peut donc se mettre sous la forme suivante :

$$G(\nu) = \exp \left[g(\nu) P_{pompe} / A_{eff} L_{eff} \right] \quad \text{avec} \quad g(\nu) = g_B(\nu) \otimes S_{pompe}(\nu + \Omega_B) \quad (1)$$

où les paramètres P_{pompe} , A_{eff} et L_{eff} correspondent respectivement à la puissance de pompe, la surface effective acousto-optique et la longueur effective. La bande de gain est décalée de la fréquence $\Omega_B \sim 10.6$ GHz. Dans le cas d'une pompe de largeur spectrale bien plus grande que g_B , le spectre de gain en dB est directement déterminé par celui de la pompe :

$$G_{dB}(\nu) \propto P_{pompe} \cdot S_{pompe}(\nu + \Omega_B) \quad (2)$$

Comme montré sur la figure 1, définir un profil de gain se réduit principalement à ajuster le profil spectral de la pompe. Afin de contrôler plus précisément le profil de gain, une technique de rétroaction sur le signal électrique de commande a été proposée [2]. Cette contribution concerne une extension de cette technique à la génération de profils de gain arbitraire [5] et la possibilité d'utiliser la modulation directe d'une diode laser (DML pour Directly Modulated Laser) [6].

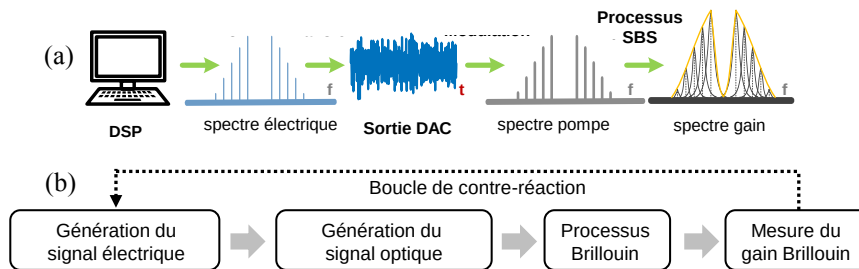


Fig. 1 : Principe de la conception d'un filtre Brillouin à profil arbitraire
(a) génération du signal de pompe Brillouin, (b) principe du processus de contre-réaction.

2. PRINCIPE DU FILTRE AJUSTABLE PAR MODULATION EXTERNE

L'onde pompe peut être générée à partir d'un modulateur I&Q commandé par un signal électrique prédéfini numériquement dans le domaine fréquentiel. Différents types de signaux électriques peuvent être appliqués: signal multi-fréquence, signal à balayage de fréquence, etc [5]. Le montage expérimental est présenté sur la figure 2. Le signal de pompe est injecté dans une fibre G-652 de ~ 10-25 km. La fréquence de l'onde sonde est ajustée précisément par un signal électrique fournie par un analyseur de réseaux électrique (EVNA) couplé à un modulateur d'intensité (MZM). Un filtre optique « stop-band » de résolution ~10 GHz permet la réjection de la bande latérale haute.

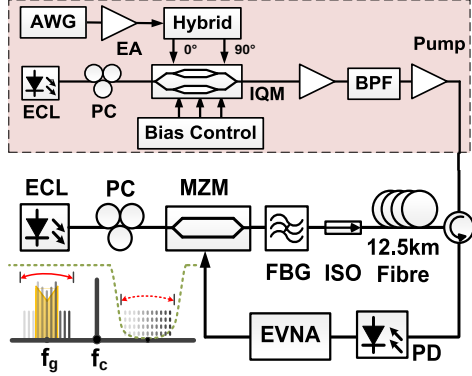


Fig. 2 : Principe du filtre Brillouin

Le modulateur I&Q permet le transfert du signal électrique de commande dans le domaine optique. Le gain G_{dB} est proportionnel à S_{pompe} pour chaque fréquence du spectre de gain [5].

$$\frac{G_{dB \text{ final}}}{G_{dB \text{ actuel}}} = \frac{S_{pompe \text{ final}}}{S_{pompe \text{ actuel}}} = \left(\frac{A_{elec \text{ final}}}{A_{elec \text{ actuel}}} \right)^2 \quad (3)$$

À l'initialisation, les valeurs des composantes fréquentielles sont déterminées théoriquement. La boucle de rétroaction numérique a pour but de compenser les distorsions induites par les composants électroniques et les effets non-linéaires de type Kerr induits dans la fibre [2]. La convergence est obtenue après 5-10 itérations en fonction du niveau de fluctuation résiduelle visé. Différents exemples de profil de gain sont présentés sur la figure 3.

3. PRINCIPE DU FILTRE AJUSTABLE PAR MODULATION DIRECTE D'UN LASER

Il est également possible de générer des signaux de pompe à profil arbitraire par modulation directe d'une diode laser. De par le couplage phase-amplitude, une variation du courant se traduit à la fois par une modulation d'intensité (IM) et une modulation de la fréquence (FM) de l'onde optique émise. La modulation FM agit comme un glissement fréquentiel en fonction du courant de commande (i.e., à chaque valeur du courant I_i correspond une fréquence optique f_i). Il est possible d'exprimer la densité spectrale de puissance de la pompe en fonction de la durée Δt , et ceci pour

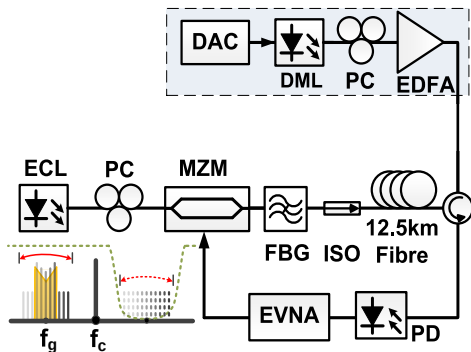


Fig. 3 : Principe du filtre Brillouin ajustable par modulation directe d'un laser à semi-conducteur

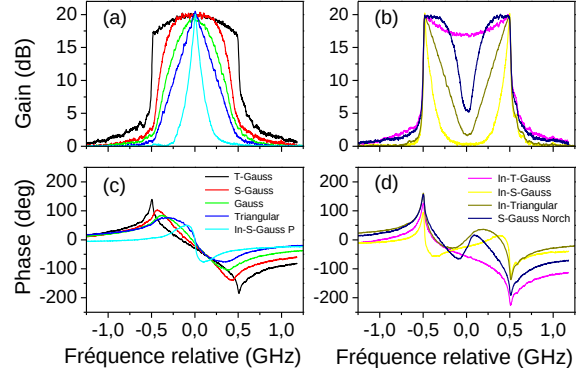


Fig. 3 : Exemples de profil de gain

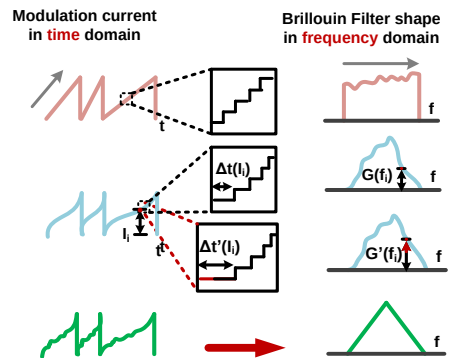


Fig. 4 : Principe de génération d'un spectre optique triangulaire par ajustement de la rampe de courant.

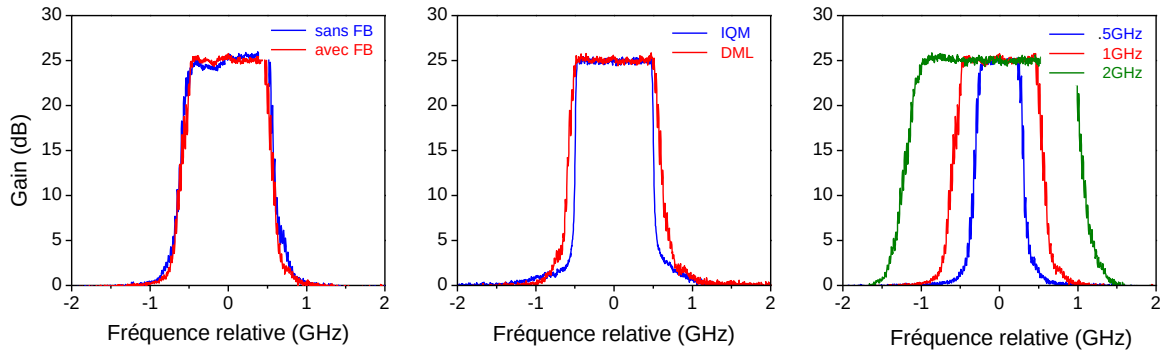


Fig. 5 : Spectres Brillouin rectangulaires obtenu par utilisation d'un DML :

(a) avec/sans boucle de rétroaction (FB), (b) comparaison Modulateur I&Q/DML, (c) différentes bandes de gain

chaque valeur du courant I_i (i.e. $S_{\text{pompe}}(f_i) \propto \Delta t(I_i)$). D'après (2) et (3), il est ainsi possible de relier les valeurs de G_{dB} pour chaque composante fréquentielle en fonction des valeurs de Δt [6].

De manière similaire à la modulation externe, le mécanisme de contrôle du profil de gain s'effectue en deux étapes : pré-détermination du profil théorique, puis optimisation par boucle de rétroaction. L'élargissement fréquentiel de la pompe est principalement déterminé par la modulation FM ($\sim 250\text{MHz/mA}$). Dans l'hypothèse d'une modulation FM pure, une rampe linéaire de courant engendre un profil spectral rectangulaire, une rampe parabolique un profil triangulaire [4]. La durée du signal de rampe est $\sim 10\text{ns}$ afin que le chirp adiabatique soit dominant. Elle est bien inférieure à la propagation dans la fibre ($\sim 60\mu\text{s}$ pour 12.5 km). Le montage est présenté sur la figure 3, le mécanisme d'optimisation sur la figure 4. La rétroaction sur le courant d'injection permet de compenser les distorsions induites par la modulation IM et des effets thermiques dominants à basse fréquence. Les nouvelles valeurs Δt_{n+1} pour chaque valeur de I_i sont calculées de manière itérative :

$$\Delta t_{n+1}(I_i) = \Delta t_n(I_i) * \left(1 - EF * \frac{G_M(f_i) - G_T(f_i)}{G_M(f_i)} \right) \quad (4)$$

où les paramètres G_M et G_T correspondent au gain mesuré et théorique à la fréquence f_i , EF est un paramètre empirique pour la convergence. Compte-tenu de la domination de la modulation FM, il est possible de faire fonctionner l'AWG à des fréquences inférieures à l'occupation spectrale de la pompe (ici 1 GS/s). Les résultats obtenus pour un profil rectangulaire sont présentés sur la figure 5.

CONCLUSION

La réalisation d'un filtre Brillouin à profil spectrale ajustable avec des bandes passantes de 500 MHz à supérieur à 2 GHz a été démontrée expérimentalement. Le profil du filtre est déterminé par un contrôle très précis du spectre de la pompe. L'utilisation d'un DML réduit les contraintes de mise en œuvre (absence de modulateur I&Q, AWG à fréquence d'échantillonnage réduite), ouvrant la voie à des solutions de filtres opto-microondes bas coût.

RÉFÉRENCES

- [1] J. Capmany, J. Mora, I. Gasulla, J. Sancho, J. Lloret and S. Sales. "Microwave photonic signal processing" *J. Lightwave Technol.* **31**, 571–586, 2013.
- [2] W. Wei, L. Yi, Y. Jaouën and W. Hu, " Bandwidth-tunable narrowband rectangular optical filter based on stimulated Brillouin scattering in fiber " *Opt. Express*, **22**, 23249-23460, September 2014.
- [3] W. Wei, Y. Jaouën, L. Yi, Y. Dong et W. Hu, "Utilisation de l'effet Brillouin pour la réalisation d'un filtre optique à profil rectangulaire ajustable en bande", *JNOG'14*, Octobre 2014.
- [4] A. Zadok, A. Eyal and M. Tur, "Gigahertz-wide optically reconfigurable filters using stimulated brillouin scattering," *J. Lightwave Technol.*, **25**, 2168-2174, 2007.
- [5] W. Wei, L. Yi, Y. Jaouën and W. Hu, "Software-defined microwave photonic filter with high reconfigurable resolution" *Scientific Reports*, 6:35621, DOI:10.1038/srep35621, October 2016.
- [6] W. Wei, L. Yi, Y. Jaouën and W. Hu, "Arbitrary-shaped Brillouin Microwave Photonic Filter by Manipulating Directly-modulated Pump Spectrum" *Opt. Lett.*, **42**, 4083-4086, 2017.

CONTRIBUTION DES ÉTATS NON-RÉSONANTS AU BRUIT RELATIF D'INTENSITÉ DANS LES LASERS À ÎLOTS QUANTIQUES

Jianan Duan¹, Xing-Guang Wang², Yue-Guang Zhou², Cheng Wang², Frédéric Grillot^{1,3}

¹ LTCI, Télécom ParisTech, Université Paris-Saclay, Paris, France

² School of Information Science and Technology, ShanghaiTech University, Shanghai, China

³ Center for High Technology Materials, University of New-Mexico, Albuquerque, NM87106, USA

jianan.duan@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

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

MOTS-CLEFS : *laser à boîtes quantiques; bruit d'intensité; forces de Langevin*

1. INTRODUCTION

Les lasers à semi-conducteurs sont des composants clés pour les systèmes de communication optique. Ce travail porte sur la modélisation du bruit relatif d'intensité (RIN) dans les lasers à îlots quantiques (encore appelés boîtes quantiques). Par opposition aux matériaux conventionnels (massifs ou à puits quantiques), le caractère très localisé de la densité d'états confère à ces structures des propriétés remarquables comme un faible courant de seuil [1], une largeur de raie relativement étroite [2] et un bruit d'intensité moins important [3]. La réalisation de transmetteurs à faible RIN est vitale pour les applications haut-débit car le bruit d'intensité dégrade le taux d'erreur et limite le débit binaire du canal de transmission. De nombreux travaux antérieurs ont analysé le RIN en ne considérant que le niveau fondamental (GS) de l'îlot [4]. Cependant, la non prise en compte du bruit de porteurs associé aux niveaux non-résonants comme par exemple celui du premier état excité (ES), conduit *de facto* à de nombreuses inexactitudes [5]. Dans ce travail, nous proposons une nouvelle étude numérique du RIN laquelle incorpore l'ensemble des forces de Langevin (photons et porteurs) dont les bruits de porteurs associés aux niveaux non-résonants de l'îlot [6]. Les résultats démontrent que le bruit de porteurs du niveau ES augmente l'amplitude du spectre de RIN prouvant ainsi la nécessité de l'inclure dans la modélisation pour une description exhaustive du RIN. En sus, les simulations révèlent que le couplage vertical entre GS et ES joue un rôle clef dans l'évolution du RIN. Autrement dit, un faible couplage vertical i.e. un faible écart énergétique GS-ES conduit à un accroissement du niveau de bruit du laser. Par voie de conséquence, ce travail fournit des informations essentielles pour la conception et la réalisation de sources lasers à faible bruit.

2. DESCRIPTION DU MODÈLE NUMÉRIQUE

La fig.1(a) illustre le principe de la dynamique des porteurs selon le modèle excitonique de relaxation en cascade. Les paires électrons-trous (excitons) sont directement injectées dans le grand réservoir (RS) à partir des contacts métalliques. Comme le montre la fig. 1(a), la dynamique des porteurs entre RS et les états liés de l'îlot (GS et ES) est contrôlée par les différents temps caractéristiques (relaxation, capture et échappement). Le système d'équations d'évolution décrivant la dynamique du laser s'écrit comme représenté sur la fig. 1(b) [7]. Dans les équations (1-4), on note $N_{RS,GS,ES}$ les nombres de porteurs dans les états RS, GS et ES respectivement, S_{GS} le nombre de photons associés à l'émission stimulée sur le niveau GS. Les quantités $\tau_{RS,GS,ES}^{spon}$ sont respectivement les taux d'émission spontanée associés à RS, GS et ES, β_{sp} le facteur d'émission spontanée couplé au mode laser, Γ_p le facteur de confinement, v_g la vitesse de

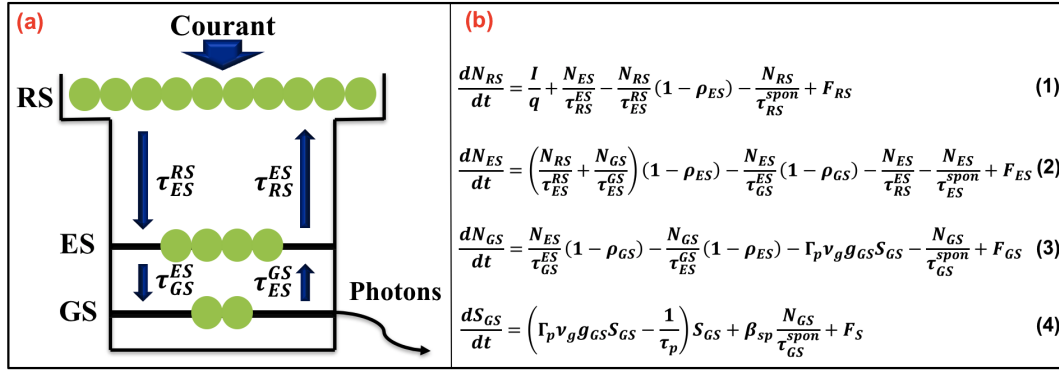


FIGURE 1 : (a) Schéma de principe de la dynamique des porteurs selon le modèle excitonique de relaxation en cascade (b) Système d'équations d'évolution décrivant le système d'un laser à îlots quantiques.

groupe, τ_p le temps de vie de photons, g_{GS} le gain du niveau GS et $\rho_{ES,GS}$ les probabilités d'occupation des porteurs sur les niveaux d'énergies ES et GS. La modélisation du RIN se fait en deux étapes : la transposition du système dans le domaine des fréquences (analyse petit-signal) et l'introduction des forces de Langevin prenant en compte les bruits de recombinaisons de porteurs $F_{RS,ES,GS}$ et d'émission spontanée F_S pour le nombre de photons. Ces forces sont décrites par leurs différents moments dont celui du premier ordre $\langle F_i(t) \rangle = 0$ imposant une valeur moyenne nulle. Les moments du second ordre permettent de décrire complètement les forces comme $\langle F_i(t)F_j(t') \rangle = U_{ij}\delta(t - t')$ où les indices i, j représentent RS, ES, GS et S, et U_{ij} les coefficients de diffusion, avec δ la distribution de Dirac. A partir des relations extraites des équations (1-4) en régime stationnaire, on peut montrer que les coefficients de diffusion s'expriment selon les relations :

$$\begin{aligned} U_{RSRS} &= 2 \times \left(\frac{N_{RS}}{\tau_{RS}^{ES}}(1 - \rho_{ES}) + \frac{N_{RS}}{\tau_{RS}^{spont}} \right); U_{ESES} = 2 \times \left(\frac{N_{RS}}{\tau_{RS}^{ES}} + \frac{N_{GS}}{\tau_{ES}^{GS}} \right)(1 - \rho_{ES}); \\ U_{GSGS} &= 2 \times \left[\frac{N_{ES}}{\tau_{GS}^{ES}}(1 - \rho_{GS}) - \Gamma_p \nu_g g_{GS} S_{GS} + \beta_{sp} \frac{N_{GS}}{\tau_{GS}^{spont}} S_{GS} \right]; U_{RSES} = - \left[\frac{N_{RS}}{\tau_{RS}^{ES}}(1 - \rho_{ES}) + \frac{N_{ES}}{\tau_{RS}^{ES}} \right]; \\ U_{ESGS} &= - \left[\frac{N_{GS}}{\tau_{GS}^{ES}}(1 - \rho_{ES}) + \frac{N_{ES}}{\tau_{GS}^{ES}}(1 - \rho_{GS}) \right]; U_{GSS} = - 2\beta_{sp} \frac{N_{GS}}{\tau_{GS}^{spont}} S_{GS} + \Gamma_p \nu_g g_{GS} S_{GS}; \end{aligned}$$

Le canal de capture direct entre RS et GS ayant été négligé, on peut écrire $\langle F_{RS}(t)F_{GS}(t') \rangle = 0$. De même, l'émission stimulée de RS et ES n'étant pas prise en compte il vient $\langle F_{RS}(t)F_S(t') \rangle = \langle F_{ES}(t)F_S(t') \rangle$. En utilisant une approche petit-signal appliquée aux équations (1-4), le RIN du laser est calculé par la relation $RIN(\omega) = |\delta S_{GS}(\omega)|^2 / S_{GS}^2$ avec $\delta S_{GS}(\omega)$ la variation du nombre de photons sur le niveau GS.

3. RÉSULTATS NUMÉRIQUES

La fig.2(a) montre l'influence du bruit de porteurs $F_{RS,ES,GS}$ dans l'évolution du spectre de RIN (en bleu) à $1.5 \times I_{th}$, $2.5 \times I_{th}$, et $3.5 \times I_{th}$ avec I_{th} le courant de seuil du laser. Les courbes en rouge correspondent au cas où le bruit de porteurs n'est pas pris en compte ($F_{RS,ES,GS} = 0$). Le pic de résonance est associé à la fréquence de relaxation f_R du laser. Lorsque le courant augmente, on observe une augmentation de f_R accompagnée d'une réduction de l'amplitude du pic du au facteur d'amortissement du laser qui devient plus important. Les simulations montrent que l'inclusion du bruit de porteurs $F_{RS,ES,GS}$ réhausse la valeur du RIN en basse-fréquence typiquement avant f_R et ce quelque soit le niveau de courant considéré. Par exemple, à 1 MHz, le RIN augmente de -144 dB/Hz à -134 dB/Hz à $1.5 \times I_{th}$. Cet effet est atténué pour des fréquences proches et supérieures à f_R . Afin de clarifier la contribution des différents niveaux, la fig.2(b) représente le spectre de RIN à $1.5 \times I_{th}$ pour les différents cas $F_{RS,ES,GS}$, $F_{ES,GS}$, F_{GS} et sans bruit de porteurs $F_{RS,ES,GS} = 0$ respectivement. Les simulations montrent que la contribution du

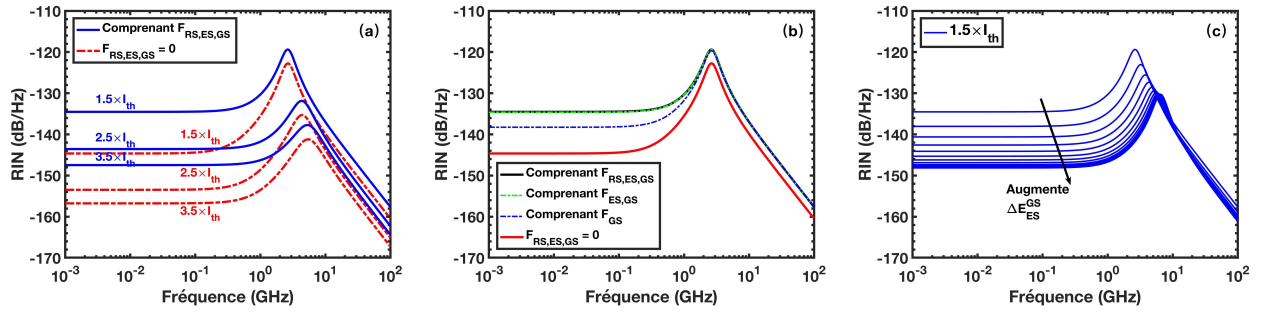


FIGURE 2 : (a) Contribution de $F_{RS,ES,GS}$ aux spectres de RIN à $1.5 \times I_{th}$, $2.5 \times I_{th}$, et $3.5 \times I_{th}$ respectivement ; (b) Spectres de RIN à $1.5 \times I_{th}$ pour les cas comprenant $F_{RS,ES,GS}$, $F_{ES,GS}$, F_{GS} et sans bruit de porteurs $F_{RS,ES,GS} = 0$; (c) Spectres de RIN à $1.5 \times I_{th}$ pour plusieurs valeurs de ΔE_{ES}^{GS} allant de 50 meV à 160 meV.

bruit de porteurs associé au niveau GS est dominante mais que celle induite par le niveau ES ne peut être négligée. La première augmente l'amplitude du RIN pour toutes les fréquences alors que la deuxième affecte exclusivement la partie basse-fréquence du spectre typiquement avant f_R . Enfin, on observe que bruit de porteurs du grand réservoir F_{RS} n'affecte aucunement le RIN du laser. Puisque F_{GS} et F_{ES} sont les contributions principales, le couplage vertical et donc la différence d'énergie entre les états GS et ES joue un rôle clef. La fig.2(c) représente les spectres de RIN à $1.5 \times I_{th}$ en fonction de cet écart énergétique ΔE_{ES}^{GS} ce dernier variant de 50 meV à 160 meV. On suppose que la séparation entre GS et RS est telle que $\Delta E_{RS}^{GS} = 3 \times \Delta E_{ES}^{GS}$ tandis que les temps de capture et de relaxation sont fixés [8]. Lorsque la séparation ΔE_{ES}^{GS} augmente, la valeur du RIN diminue de -134 dB/Hz à -147 dB/Hz. En d'autres termes, plus le couplage vertical ΔE_{ES}^{GS} diminue, plus le RIN décroît, ce dernier tendant vers une valeur limite intrinsèque associée à la contribution F_{GS} .

CONCLUSIONS

Le RIN d'un laser à îlots quantiques a été numériquement revisité. Les équations d'évolution incorporent les forces de Langevin dont les bruits de porteurs associés aux niveaux non-résonants de l'îlot. Les simulations révèlent que le couplage vertical ΔE_{ES}^{GS} joue un rôle clef dans l'évolution du spectre de RIN ce qui est une conclusion importante pour la conception de sources lasers à faible bruit.

RÉFÉRENCES

- [1] M. T. Crowley *et al.*, "GaAs-based quantum dot lasers," in *Semiconductors and Semimetals*. Elsevier, 2012, vol. 86, pp. 371–417.
- [2] J. Duan *et al.*, "Narrow spectral linewidth in InAs/InP quantum dot distributed feedback lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 112, no. 12, p. 121102, 2018.
- [3] F. Lelarge *et al.*, "Recent advances on InAs/InP quantum dash based semiconductor lasers and optical amplifiers operating at 1.55 μm ," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 13, no. 1, pp. 111–124, 2007.
- [4] J.-F. Hayau *et al.*, "Effect of the wetting layer on intensity noise in quantum dot laser," in *Optical Communication, 2009. ECOC'09. 35th European Conference on*. IEEE, 2009, pp. 1–2.
- [5] A. McDaniel and A. Mahalov, "Stochastic differential equation model for spontaneous emission and carrier noise in semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2018.
- [6] M. Ahmed *et al.*, "Numerical modeling of intensity and phase noise in semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 37, no. 12, pp. 1600–1610, 2001.
- [7] C. Wang *et al.*, "Contribution of off-resonant states to the phase noise of quantum dot lasers," *Optics Express*, vol. 24, no. 26, pp. 29 872–29 881, 2016.
- [8] K. Schuh *et al.*, "Combined influence of carrier-phonon and coulomb scattering on the quantum-dot population dynamics," *Physical Review B*, vol. 87, no. 3, p. 035301, 2013.

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}

¹ LTCI Télécom ParisTech, Université Paris-Saclay, 46 rue Barrault, Paris, 75013, France

² mirSense, Centre d'intégration NanoInnov, 8 avenue de la Vauve, Palaiseau, 91120, France

³ Fang Lu Mesoscopic Optics & Quantum Electronics Laboratory, UCLA, Los Angeles, CA 90095, USA

⁴ College of Electronic and Information Engineering, Southwest University, Chongqing, 400715, China

⁵ Center for High Technology Materials, University of New-Mexico, Albuquerque, NM 87106, USA

olivier.spitz@telecom-paristech.fr

Résumé

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.

MOTS-CLEFS : *lasers à cascades quantiques, moyen-infrarouge, contre-réaction optique, dynamique non-linéaire*

1. INTRODUCTION

Les lasers à cascades quantiques (LCQs), dont la preuve théorique a été apportée dans les années 1970 [1] avant d'être expérimentalement concrétisée en 1994 [2], sont des sources lasers à semiconducteurs qui émettent grâce aux transistions intersousbandes. La grande variété de longueurs d'ondes accessibles aux LCQs, de quelques microns à quelques centaines de microns [3], leur permet d'être des sources privilégiées dans des applications de spectroscopie de gaz, de contre-mesures optiques, de communications en espace libre dans les fenêtres de transparence de l'atmosphère, ou bien encore dans le cas des LIDAR chaotiques [4]. La particularité de ces lasers étant de combiner un spectre optique étroit avec de fortes puissances d'émission et une large bande passante de modulation. Les différentes études théoriques montrent que les LCQs sont plus stables que les émetteurs interbandes lorsqu'ils sont soumis à de la contre-réaction optique externe mais peu de parallèles expérimentaux ont été réalisés jusque-là. Dans le cas des diodes lasers, la réinjection d'une infime partie du signal, notamment en plaçant un miroir face à la facette d'émission, suffit à déstabiliser le laser et à provoquer des oscillations chaotiques [5]. Contrairement aux diodes lasers dont le rapport temps de vie des porteurs sur temps de vie des photons est de l'ordre de mille, les LCQs ne sont pas le siège d'oscillations de relaxations [6] et leur rapport temps de vie des porteurs sur temps de vie des photons est de l'ordre de 0,1. Des travaux récents ont mis en avant l'apparition de phénomènes chaotiques dans les LCQs soumis à une contre-réaction optique externe [7]. Une augmentation progressive de cette contre-réaction permet d'atteindre une bifurcation de Hopf où la période prédominante est celle de la cavité externe, puis un régime où les fluctuations basses fréquences prédominent. Cette étude explore plus en détails les paramètres qui permettent de contrôler l'étendue de la zone chaotique. En particulier, l'évolution du rapport temps de vie des porteurs sur temps de vie des photons est étudié et confronté aux résultats expérimentaux pour trois températures : 77 K, 170 K et 290 K. Les résultats qui en découlent permettent d'entrevoir les possibilités offertes par les LCQs en terme de transmission chaotique sécurisées dans le moyen-infrarouge.

2. MISE EN ŒUVRE EXPÉRIMENTALE

Le LCQ étudié est un laser monomode (DFB) composé de trente périodes d'AlInAs/GaInAs déposées sur un substrat en InP, d'après une méthode inspirée de [8]. Le fait d'alimenter le laser avec un signal quasi-continu conduit à une forte production de chaleur par effet Joule qui nécessite que la



FIGURE 1 : Montage expérimental permettant conjointement d'appliquer une contre-réaction optique et d'analyser le signal (a) ; laser à cascades quantiques soudé à l'or-étain sur une embase et équipé de fils d'or pour l'alimentation (b) ; caractéristiques courant-tension et puissance-tension du laser lorsqu'il est alimenté à température ambiante et avec un rapport cyclique de 3% (c). L'insert montre le spectre du LCQ.

structure soit enterrée afin d'optimiser la dissipation thermique. La figure 1c) montre la caractéristique courant-tension du laser étudié lorsque celui-ci est alimenté avec un pulse de 300 ns à un taux de répétition de 100 kHz, soit un taux cyclique de 3%. Le courant de seuil est de 590 mA à 290 K. Le spectre optique de ce laser est strictement monomode, comme présenté en insert de la figure 1c), et la fréquence émise est de $5.63 \mu\text{m}$. Les différents éléments du dispositif expérimental sont détaillés en figure 1a). Ce dernier est composé de deux voies séparées par une lame semi-réfléchissante : l'une d'entre elles permet de contrôler la contre-réaction optique externe grâce à un miroir plaqué or et un polariseur, l'autre permet de détecter le signal grâce à un détecteur MCT (mercure-cadmium-tellure) relié à un oscilloscope rapide via un amplificateur à faible bruit ZFLN-1000 de Mini-Circuits. Le miroir est placé sur un rail afin d'être déplacé de manière précise et les distances de cavité externe s'échelonnent entre 30 cm et 60 cm, ce qui conduit à une fréquence de cavité externe comprise entre 250 MHz et 500 MHz, soit la limite de bande passante de l'oscilloscope Tektronix DPO 4054. Le faisceau du laser à cascades quantiques est focalisé grâce à une lentille située entre le laser et la lame semi réfléchissante 60/40. Le degré d'injection f est le rapport entre la puissance réfléchie par le miroir qui vient se coupler dans la cavité laser et la puissance totale émise par le LCQ. Ce rapport peut être contrôlé grâce au polariseur puisque la lumière infrarouge émise par le LCQ est polarisée de manière transverse magnétique.

3. RÉSULTATS

La figure 2a) montre l'évolution du temps de vie du niveau supérieur en fonction de la température. Ces résultats ont été obtenus à l'aide du logiciel de simulation METIS, développé à Thales 3-5 Lab et dont les prédictions se sont avérées être en accord avec les résultats expérimentaux [9]. Ce logiciel de simulation repose sur les équations de Boltzmann mais d'autres simulations, fondées sur un modèle utilisant les matrices densités, ont également montré la diminution du temps de vie de l'état supérieur avec la température, dans des proportions similaires à celles présentées ici [10]. La figure 2b) montre la dynamique temporelle du laser pour différents taux de contre-réaction optique à 77 K. Des oscillations commencent à apparaître pour des valeurs de contre-réaction optique égales à 0.0003, puis les fluctuations basses fréquences font leur apparition lorsque le taux de contre-réaction optique dépasse 0.0046. Finalement, pour les plus hauts taux de contre-réaction, supérieurs à 0.0298, les traces temporelles présentent à la fois des fluctuations basses fréquences et une modulation d'intensité. Ces résultats sont en accord avec nos précédentes observations [7]. De plus, cette étude montre également l'influence de la température sur la dynamique non-linéaire du LCQ. En effet, les fluctuations basses fréquences apparaissent pour $f = 0.0046$ à 77 K alors qu'elles apparaissent pour $f = 0.0085$ à 170 K et $f = 0.0199$ à 290 K, comme montré sur la figure 2a). Il est par conséquent possible de contrôler l'étalement de la zone chaotique du LCQ en ralentissant les porteurs.

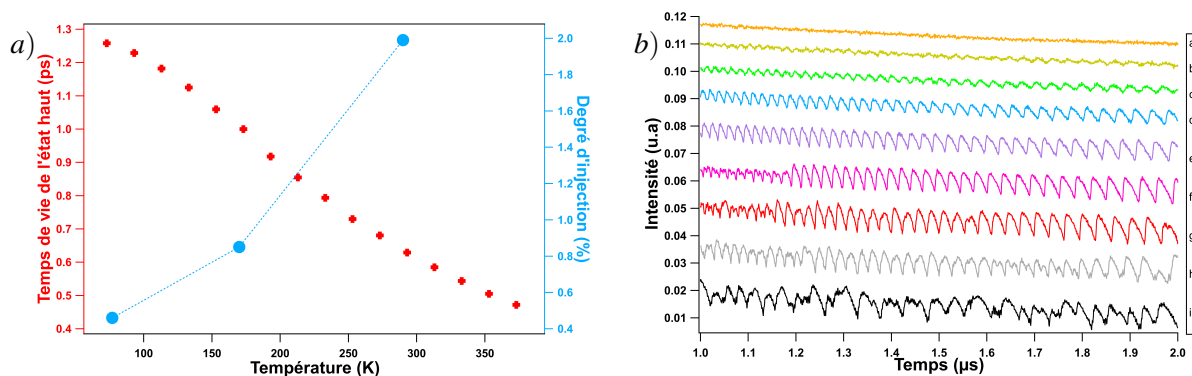


FIGURE 2 : Évolution avec la température du temps de vie de l'état haut et du taux de contre-réaction optique minimum conduisant à des fluctuations basses fréquences (a), la ligne en pointillées n'a pas vocation à représenter les valeurs intermédiaires; traces temporelles expérimentales (b) dans le cas où le LCQ est à 77 K. a) $f = 0$. b) $f = 0.0003$. c) $f = 0.0008$. d) $f = 0.0046$. e) $f = 0.0141$. f) $f = 0.0213$. g) $f = 0.0298$. h) $f = 0.0393$. i) $f = 0.089$.

CONCLUSION

Ce travail expérimental montre l'apparition des principaux régimes chaotiques dans un LCQ soumis à une contre-réaction optique externe ainsi que le processus de bifurcation faisant passer le laser de l'état stable aux fluctuations basses fréquences. Nous montrons également, grâce aux résultats expérimentaux et aux simulations, que le régime chaotique est plus soutenu à 77 K grâce à une augmentation de 100 % du temps de vie de l'état haut entre 290 K et 77 K. Ainsi, le laser entre dans une configuration chaotique pour des degrés d'injection plus faibles. Ces travaux sont capitaux pour comprendre la physique des LCQs et notamment leur émission chaotique afin de pouvoir les utiliser à terme pour réaliser des communications atmosphériques sécurisées.

REMERCIEMENTS

Ce travail est soutenu par la Direction Générale de l'Armement (DGA) et l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) via le programme ASTRID Maturation ANR-17-ASMA-0006. Les auteurs souhaitent également remercier Virginie Trinité pour ses conseils sur le logiciel METIS.

RÉFÉRENCES

- [1] R. F. Kazarinov et al., "Possibility of amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with superlattice," Sov. Phys. Semicond., 5(4), 707-709 (1971).
- [2] J. Faist et al., "Quantum Cascade Laser," Science, 264(5158), 553-556 (1994).
- [3] F. Capasso, "High-Performance Midinfrared Quantum Cascade Lasers," Opt. Eng 49 (11) 111102 (2010).
- [4] F. Y. Lin et al., "Chaotic lidar," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 10, 991 (2004).
- [5] R. W. Tkach et al., "Regimes of feedback effects in 1.5 μm distributed feedback lasers," J. Lightwave Technol. 4, 1655 (1986).
- [6] Y. Petitjean et al., "Dynamic modeling of Terahertz Quantum cascade lasers," J. Select. Topics in Quant. Electr. 17, 22-29 (2011).
- [7] L. Jümpertz et al., "Chaotic light at mid-infrared wavelength," Light : Science and Applications 5, e16088 (2016).
- [8] M. Carras et al., "Room-temperature continuous-wave metal grating distributed feedback quantum cascade lasers," Appl. Phys. Lett. 96 : 161105 (2010).
- [9] V. Trinité et al., "Modelling of electronic transport in Quantum Well Infrared Photodetectors," Infrared Physics and Technology, 54, 204208 (2011)
- [10] M. A. Talukder et al., "Temperature-dependent coherent carrier transport in quantum cascade lasers," New Journal of Physics, 13, 083027 (2011)

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

Baptiste Chomet^{1,2}, Laurence Ferrières², Vincent Lecocq², Mikhaël Myara¹, Grégoire Beaudoin³, Isabelle Sagnes³, Laurent Cerutti¹, Stéphane Denet² and Arnaud Garnache¹

¹*IES-CNRS UMR5214, Univ. Montpellier, France*

²*INNOPTICS SAS, Talence, France*

³*C2N – CNRS – Université Paris Sud, Marcoussis, France*

baptiste.chomet@ies.univ-montp2.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la réalisation de composants lasers à nanostructures III-V hautement cohérents de forte puissance et accordable 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.

MOTS-CLEFS : *VECSEL, monofréquence, cohérence, accordabilité*

1. INTRODUCTION

De nos jours, les technologies lasers trouvent des applications dans des domaines très variés tels que l'environnement, le médical, les télécoms, les radar-lidar où des sources lumineuses accordables de forte puissance et de haute cohérence sont requises. S'appuyant sur le large domaine spectral accessible des matériaux à semi-conducteurs, la technologie des lasers émettant par la surface en cavité externe verticale [1] (VECSEL pour Vertical External Cavity Surface Emitting Laser) semble être une solution attrayante pour atteindre une émission laser de haute cohérence et puissante sur une large plage spectrale. Offrant de tels performances dans le proche- et moyen-IR, la technologie VeCSEL à 0.8-1.1 μm sur GaAs et à 2-2.7 μm sur Sb pompée par diode semble donc être un excellent candidat, motivant l'intérêt de développer un composant industriel intégré qui surpasse les limitations des prototypes de laboratoire actuels [2]. Notre expertise dans ce domaine nous permet de réaliser des composants laser de faible consommation dont les performances permettent de repousser les limites actuelles toutes technologies confondues dans les gammes spectral 0.8-1.1 μm et 2-2.5 μm .

2. DESIGN ET FABRICATION DES COMPOSANTS VECSELS

Les VeCSELS (Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers) sont développés à partir d'une puce à semiconducteur (celle-ci est appelée "1/2 VCSEL" ou "Miroir à gain"), un gap d'air de dimension millimétrique et par un miroir diélectrique ($R > 99\%$) placé sur un élément piézo-électrique qui referme la cavité. En fonction de la longueur d'onde d'émission laser visée, le miroir à gain est épitaxié en MOCVD (GaAs) ou MBE (GaSb), celui-ci comprend un miroir de Bragg de haute réflectivité ($R > 99.9\%$) et une zone de faible gain composée de 6 à 12 puits quantiques. Cette "microcavité" active est conçue pour être anti-résonante à la longueur d'onde du laser afin de fortement réduire l'impact de la lentille thermique, le filtrage spectral du gain et les effets non-linéaires. Le pompage est réalisé au moyen d'une simple diode laser, monomode ou multimode.

Ce design haute finesse permet ainsi une sélection efficace des modes de la cavité tout en conservant la propriété d'accordabilité en longueur d'onde des puits quantiques (fig.1 a). De par sa géométrie, ce type de laser permet de stabiliser un ou plusieurs modes transverses de Laguerre-Gauss sur de large diamètre. En tirant partie de la nature homogène du gain et du fait que la cavité

soit relativement courte, un unique mode longitudinal peut être sélectionné via une compétition régulière et une dynamique de classe A. Enfin un seul mode de polarisation peut être sélectionné grâce à l'anisotropie optique de la structure à semiconducteur (dichroïsme des puits quantiques et biréfringence à la surface [3]). De plus l'environnement innovant de ces composants (fig.1 b) assure un régime mono-fréquence robuste et une faible sensibilité de la cavité laser aux perturbations extérieures (vibrations acoustiques, mécaniques, fluctuations thermiques,...).

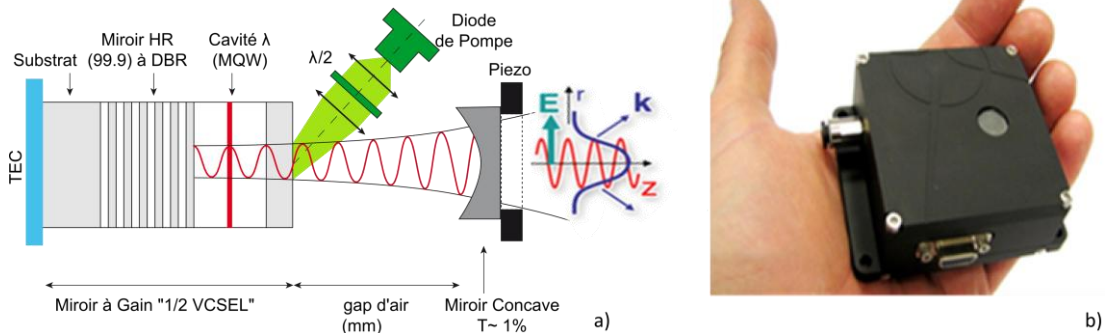


Fig. 1: a) Design des composants VeCSELS développés. b) Un composant VeCSEL intégré dans un module industriel compact.

3. PERFORMANCES DES COMPOSANTS VECSELS INTEGRES

Les composants laser émettant dans le proche et moyen-IR développés dans le cadre de ce travail présentent des caractéristiques intéressantes par rapport aux lasers à semi-conducteurs pompés par diode et aux lasers à diodes DFB; ils émettent un faisceau puissant ($> 250\text{mW}$) dans un mode TEM_{00} faiblement divergent à la limite de diffraction, avec une pureté spectrale élevée ($\text{SMSR} > 55\text{dB}$), une polarisation linéaire (taux de suppression de 70dB) et une accordabilité large bande continue supérieure à 3THz (30V piezo, fréquence de coupure 6kHz) (fig.2 a).

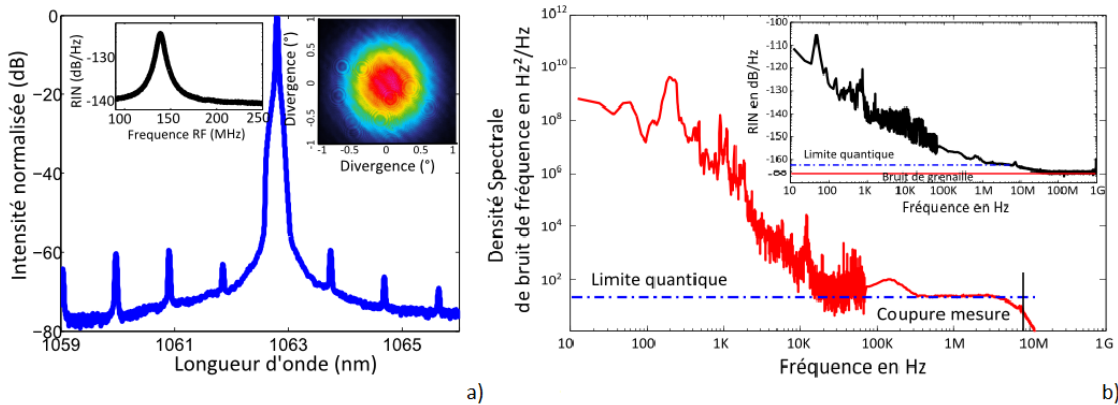


Fig. 2 : a) Spectre optique haute résolution; Spectre électrique du battement entre les deux modes de polarisation; distribution transverse du faisceau. b) Propriétés en bruit de fréquence et en bruit d'intensité pour un VeCSEL émettant 100mW à $1\text{ }\mu\text{m}$

Le haut facteur de qualité de ces composants fait que la fréquence de coupure du laser se situe assez bas (quelques 10 MHz) avec une dynamique de "classe-A". Le bruit d'intensité du VeCSEL n'est donc influencé par le bruit de pompage que dans une gamme de fréquences très limitée. Au delà, le shot noise est atteint rapidement. Ainsi, nous avons observé des fluctuations RMS aussi faibles que 0.1% sur une bande intégrée de 10 Hz à 50 MHz . La mesure du bruit de fréquence (fig.2 b) a permis de visualiser l'ensemble des contributions physiques à la largeur de raie. Parmi elles, nous retrouvons une contribution due aux vibrations du miroir de sortie notamment qui chute rapidement pour atteindre vers 10 kHz RF la limite fondamentale de largeur

de raie (10Hz) donnée par le bruit d'émission spontanée. L'ensemble conduit à des largeurs de raies de l'ordre du kHz sans asservissement de fréquence sur des temps $< \text{ms}$.

CONCLUSION

Grâce à l'association puissance-cohérence-accordabilité-compacité, les performances des composants lasers développés permettent de surpasser les limites des technologies actuelles. Un travail en cours permettra le développement de composants émettant de nouveaux états cohérents comme un faisceau VORTEX pour des applications en bio-photonique ou un laser à émission bi-fréquence pour des applications dans le domaine THz basés sur la technologie des métamatériaux [4].

RÉFÉRENCES

- [1] A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, and A. Garnache, "Multiwatt-power highly-coherent compact single-frequency tunable Vertical-External-Cavity-Surface-Emitting-Semiconductor-Laser," Opt. Express 18, pp.14631 (2010).
- [2] Innoptics website, www.innoptics.com
- [3] A. Garnache, A. Ouvrard, and D. Romanini "Single-frequency operation of External Cavity VCSELs : non-linear multimode temporal dynamics and quantum limit " in Optics Express 15 (15), 9403-9417 (2007)
- [4] A. Garnache, et al., Patent UM2/CNRS, #EP14307037.3 (2014)

DISPOSITIF FIBRE DE STABILISATION ABSOLUE D'UN LASER MONOMODE SUR UNE TRANSITION MOLECULAIRE DE $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ EN ABSORPTION SATUREE A 1542 NM

Karim Manamanni, Amine Chaouche-Ramdane, Vincent Roncin, et Frédéric Du-Burck

Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France

vincent.roncin@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Afin de disposer d'une référence de fréquence locale pour des applications en métrologie des fréquences, nous développons un système de stabilisation de la fréquence d'un laser à semi-conducteurs monomode sur une transition moléculaire de $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ détectée en cellule en régime d'absorption saturée à 1542,38 nm. Le dispositif, essentiellement fibré et utilisant des puissances optiques inférieures à 50 mW, a pour but d'être compact et transportable. Nous décrivons le montage et nous présentons les premiers résultats de stabilité.

MOTS-CLEFS : *Référence de fréquence fibrée ; Stabilisation de lasers ; Absorption saturée, Acétylène.*

1. INTRODUCTION

Les lasers stabilisés en fréquence sont largement utilisés en Physique pour la spectroscopie de haute résolution, mais aussi pour des applications de capteurs optiques, de détection de très grande sensibilité ainsi que dans les systèmes cohérents de télécommunications optiques. La stabilisation d'une source nécessite de disposer d'une référence (laser ultra-stable, cavité, transition atomique ou moléculaire) dont la fréquence optique coïncide avec celle de la source. La maturité des technologies fibrées à 1,55 μm rend possible la réalisation de dispositifs métrologiques compacts et permet d'envisager des références de fréquences de haute stabilité pouvant être utilisée hors des laboratoires de métrologie. Il existe cependant des limitations propres aux systèmes fibrés qui rendent difficile leur mise en œuvre pour la réalisation de dispositifs de haute stabilité : la sensibilité de la polarisation à l'environnement mécanique et thermique et les interférences dues aux réflexions parasites sur les interfaces [1].

Notre présentons ici un système basé essentiellement sur l'utilisation de composants optiques fibrés. Le seul élément non fibré de notre montage est une cellule en silice fondue remplie d'une vapeur d'acétylène ($^{13}\text{C}_2\text{H}_2$) sous une pression de 2,5 Pa et munie de fenêtres optiques traitées antireflet sur les deux faces. La fréquence optique du laser est verrouillée sur la transition P(16) ($\nu_1 + \nu_3$) à 194,369 THz ($\lambda = 1542,38$ nm) [2] détectée par la technique d'absorption saturée. Notre objectif est d'utiliser ce dispositif pour la stabilisation en fréquence d'un peigne de fréquences compact et transportable [3].

Les résultats obtenus sont présentés ainsi que le potentiel d'amélioration des performances du dispositif. Les difficultés propres à l'utilisation des fibres optiques seront discutées.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

La cellule de 30 cm contenant la vapeur d'acétylène est traversée par deux faisceaux contre-propageants issus d'un même laser monomode fibré à cavité étendue (RIO planex) de largeur de raie 10 kHz à 1542,38 nm (Fig. 1). Les deux faisceaux sont séparés en sortie du laser par un coupleur 50/50 et sont amplifiés séparément par deux EDFA d'une puissance de sortie maximum de 18 dBm. Le premier faisceau est utilisé pour saturer l'absorption de la transition d'acétylène. Le

second faisceau est utilisé pour sonder une classe de vitesse de la transition. Les deux faisceaux sont focalisés dans la cellule par deux collimateurs et alignés à l'aide de deux miroirs. Les états de polarisation des faisceaux, fixés par des contrôleurs de polarisation (CP), sont choisis de manière à ce que les polarisations des faisceaux devant le collimateur C1 soient orthogonales, de façon à ce qu'une lame quart d'onde ($\lambda/4$) placée entre les deux miroirs permette de supprimer les interférences dues aux réflexions résiduelles sur C1. Un modulateur acousto-optique (MAO) décale la fréquence du faisceau saturant de 80 MHz par rapport à celle du faisceau sonde et le module en fréquence à 100 kHz afin de réaliser un transfert de modulation vers le faisceau sonde.

Une partie du faisceau sonde est prélevée après l'EDFA pour obtenir un faisceau de référence qui permet de réaliser une détection différentielle de la sonde. Le signal d'absorption saturée démodulé par la détection synchrone à la fréquence de 100 kHz est envoyé sur un correcteur PI (proportionnel intégrateur) qui corrige la fréquence de la diode laser en agissant sur son courant.

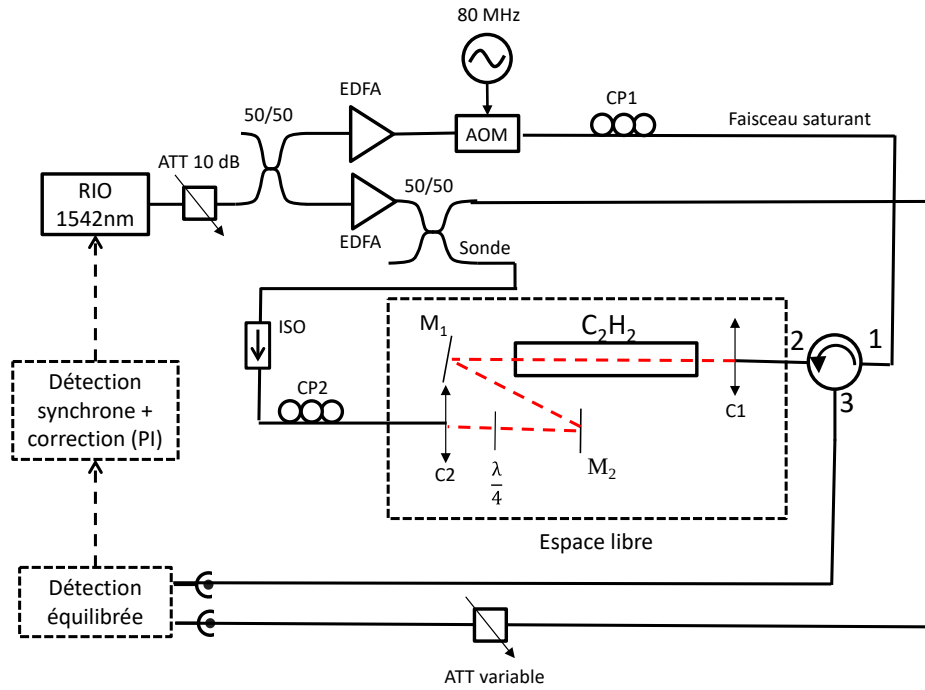


Fig. 1 : Montage expérimental constitué de composants fibrés à 1,55 μm . Seule la cellule de $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ est en espace libre

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le signal d'absorption saturée de largeur pic à pic 635 kHz est représenté en Fig. 2(a). La largeur de la raie d'absorption saturée dans ces conditions de détection est de 1.1 MHz (correspondant à 635 kHz pour la trace démodulée). Le rapport signal à bruit est de 50 dB dans une bande de 25 Hz (pour une constante de temps de la détection synchrone de 10 ms).

La stabilité en fréquence de notre laser asservi sur la transition de $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ est évaluée par comparaison à une référence de fréquence optique à 1542,14 nm (à 30 GHz de notre laser), de haute stabilité (meilleure que 10^{-13} sur 1 s) et de haute exactitude ($\approx 10^{-13}$) transmise par fibre par le LNE-SYRTE (Observatoire de Paris, CNRS) à notre laboratoire [4]. La Fig. 2(b) représente l'écart type d'Allan du battement entre les bandes latérales de cette référence optique et notre laser, générées par modulation d'amplitude à 15 GHz. On atteint une stabilité relative de $6 \cdot 10^{-12}$ à 1 s et de $4 \cdot 10^{-13}$ à 4000 s (courbe 1).

Les interférences dues aux réflexions parasites sur les interfaces (composants et connecteurs) constituent une limitation importante des montages à fibres optiques [1]. Ces interférences sont très sensibles à l'environnement thermique et mécanique de l'expérience. La courbe 2 de la Fig. 2(b) représente l'écart type d'Allan mesuré sans isolation de l'expérience (couverture thermique sur le

dispositif). On observe une dégradation des performances à long terme : l'instabilité reste supérieure à $4 \cdot 10^{-12}$.

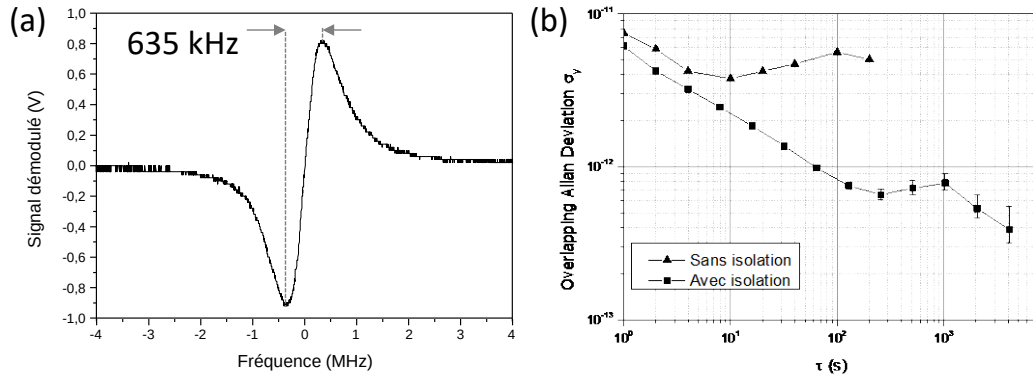


Fig. 2 : Stabilisation du laser sur la transition P(16) de $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$. (a) Le signal d'absorption saturée détecté sur le premier harmonique (constante de temps = 10 ms) ; (b) Stabilité relative du laser référencé sur la transition P(16) et stabilité de la référence de fréquence optique.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Nous avons présenté un montage fibré pour la réalisation d'une référence de fréquence potentiellement transportable. La stabilité obtenue est dans la gamme des 10^{-13} à partir de quelques minutes d'intégration et ce jusqu'à au moins 4000 s. Ces premiers résultats sont comparables à ceux obtenus pour d'autres systèmes basés sur des diodes laser asservies sur l'acétylène en cellule (sans cavité) [5,6], et notamment pour un montage fibré [1]. De meilleures stabilités ont été reportées dans la littérature pour des systèmes basés sur d'autres sources [7] ou sur l'utilisation d'une cavité [8]. Dans une prochaine étape, nous envisagerons diverses améliorations de notre montage : insertion de la cellule dans une cavité à fibre en anneau et utilisation d'un seul EDFA ; optimisation du dispositif de détection ; meilleure isolation thermique et mécanique.

Ce travail a obtenu un soutien financier du LABEX Réseau d'excellence FIRST-TF (ANR-10-LABX-48-01), dans le cadre du Programme « Investissements d'Avenir » géré par l'Agence Nationale de la Recherche.

RÉFÉRENCES

- [1] Athee *et al.*, "Fiber-based Acetylene-stabilized Laser," IEEE Trans. Instrum. Meas. 58(4), 1211-1216, (2009)
- [2] https://www.bipm.org/utis/common/pdf/mep/M-e-P_13C2H2_1.54.pdf
- [3] A. Chaouche-Ramdane, *et al.*, "Frequency Stability Transfer by Optical Injection Locking into a Semiconductor Frequency Comb," EFTF 2017, 10-13 July, Besançon, paper C3P-L, in Optical Frequency Standards and Applications II, 2017
- [4] H. Jiang *et al.*, "Long distance frequency transfer over an urban fiber link using optical phase stabilization," J. Opt. Soc. Am. B 25, 2029 (2008)
- [5] P. Balling, M. Fischer, P. Kubina, and R. Holzwarth, "Absolute frequency measurement of wavelength standard at 1542nm: acetylene stabilized DFB laser," Opt. Exp., 13(23), 9196, (2005)
- [6] F.-L. Hong *et al.*, "Absolute frequency measurement of an acetylene-stabilized laser at 1542 nm," Opt. Lett. 28(23), 2324, (2003)
- [7] J. Hald *et al.*, "Fiber laser optical frequency standard at 1.54 μm ," Opt. Exp. 19(3), 2052, (2011)
- [8] Ch. S. Edwards *et al.*, "Absolute frequency measurement of a 1.5-mm acetylene standard by use of a combined frequency chain and femtosecond comb," Opt. Lett. 29(6), 566, (2004)

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

**Amine Chaouche-Ramdane, Thinhinane Aoudjit, Karim Manamanni, Vincent Roncin, et
Frédéric Du-Burck**

*Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse,
France*

frederic.du-burck@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

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 1,55 μ m. L'ellipticité et/ou le désalignement avec les axes principaux du modulateur de la polarisation d'entrée résultent en une modulation de la polarisation en sortie. Tout composant optique introduisant des pertes dépendantes de la polarisation génère alors une modulation d'amplitude résiduelle qui introduit un décalage du signal détecté. Par ailleurs, la cavité présentant une légère biréfringence, il est montré que le désalignement de la polarisation par rapport à l'axe principal de la cavité entraîne une distorsion des signaux détectés. Les mesures confirment ces effets qui limitent la stabilité.

MOTS-CLEFS : *Polarisation ; Modulation d'amplitude résiduelle ; Modulateur électro-optique ; Cavité à fibre.*

1. INTRODUCTION

Nous analysons l'origine des limitations observées dans une expérience de transfert de la stabilité en fréquence d'une référence au moyen d'une cavité à fibre. On observe dans cette expérience un plancher dans la gamme des 10^{-11} très dépendant de l'environnement thermique. Les faisceaux envoyés dans la cavité sont modulés en phase par des modulateurs électro-optiques (MEO). Il est connu que ces composants peuvent générer de la modulation d'amplitude parasite (RAM pour « residual amplitude modulation »). Cette RAM introduit un décalage des signaux détectés (« offset ») qui entraîne un déplacement du pointé du centre de la raie. Nous montrons dans quelles conditions cet effet peut apparaître dans notre expérience et dans quelle mesure il limite le transfert de stabilité de fréquence. Nous montrons aussi qu'un autre effet lié à la polarisation des faisceaux et au caractère légèrement biréfringent des fibres optiques qui constituent la cavité peut lui aussi limiter ce transfert en introduisant une distorsion des signaux détectés. L'analyse théorique s'appuie sur le formalisme des vecteurs de Jones pour décrire les états de polarisation des faisceaux. Celle-ci est confirmée par les mesures réalisées sur le dispositif expérimental.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental (Fig. 1) est proche de celui présenté dans [1]. Il est constitué d'une cavité à fibre en anneau composée d'un coupleur d'injection 10/90 et de 12 m de fibre SMF. L'intervalle spectral libre (ISL) correspondant est de 16 MHz et la finesse est d'environ 20 (largeur spectrale des modes de 830 kHz). La stabilisation en fréquence d'un mode de la cavité sur une référence de fréquence optique (non réalisée dans cette étude) peut être obtenue en contrôlant la longueur de la cavité au moyen d'un anneau piézoélectrique (PZT) sur lequel est enroulé une quarantaine de tours de fibre. Pour verrouiller une diode laser à cavité étendue (ECLD) émettant dans la gamme des 1,55 μ m sur un mode de la cavité, sa lumière est modulée en phase par un MEO (iXblue Photline MPX-LN-0.1) avant d'être couplée dans la cavité. Le signal de sortie de la cavité

est mesuré au travers d'un circulateur par une photodiode et détecté par la détection synchrone (DS). Il constitue le signal d'erreur pour le contrôle de la fréquence optique de la ECLD.

A l'entrée du MEO, on applique une polarisation linéaire maintenue par une fibre à maintien de polarisation (PM) et alignée sur un axe principal du modulateur. L'état de polarisation à l'entrée de la cavité est défini par un contrôleur de polarisation (CP). Les contraintes mécaniques imposées à la fibre enroulée autour de la PZT lui confèrent une légère biréfringence (typiquement 10^{-6}) qui se traduit par l'existence des deux systèmes de modes associés à deux directions principales orthogonales avec des ISL légèrement différents. La cavité analyse la polarisation dans la mesure où elle sépare en fréquence les composantes de la polarisation d'entrée suivant ses axes principaux. Le signal détecté à $1,55 \mu\text{m}$ en sortie de la cavité pour une polarisation d'entrée quelconque est représenté en Fig. 2(a). En réglant CP, on peut éteindre un des systèmes de modes au profit de l'autre (Fig. 2(b)). La raie détectée est de forme dispersive et la fréquence d'asservissement de la ECLD est la fréquence pour laquelle le signal passe par zéro. Tout décalage et toute distorsion du signal détecté conduit donc à un décalage de la fréquence de la ECLD par rapport au centre de raie de la cavité.

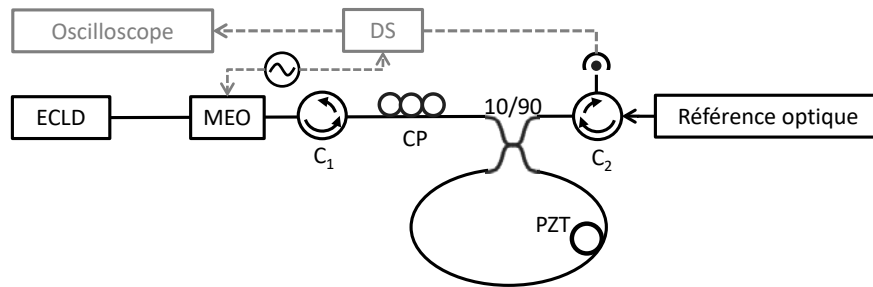


Fig. 1 : Le dispositif expérimental.

La modulation de phase du faisceau est réalisée par un modulateur électro-optique en LiNbO_3 à configuration transverse du type « X-cut » : la propagation s'effectue suivant l'axe O_x et le champ électrique de modulation est appliqué suivant O_z (axe extraordinaire). Dans le cas idéal, la polarisation du faisceau à l'entrée du modulateur doit être parfaitement linéaire et parfaitement alignée sur l'un des axes O_y (axe ordinaire) ou O_z . Le désalignement résiduel entre les axes principaux de la fibre PM et le MEO conduisent à un taux d'extinction de la polarisation (PER) global compris entre 25 et 30 dB [2].

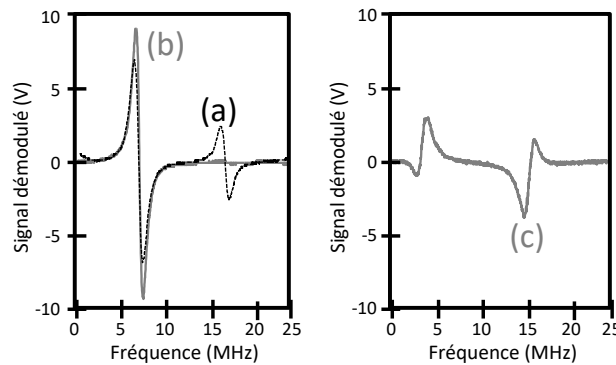


Fig. 2 : Signaux détectés en sortie de la cavité. Les résonances correspondent aux deux systèmes de modes de la cavité. (a) Polarisation d'entrée quelconque ; (b) Polarisation d'entrée ajustée pour éteindre l'un des deux systèmes de modes. La figure (c) présente la trace démodulée dans le cas d'un désalignement des axes principaux de la cavité par rapport à ceux du MEO.

3. ANALYSE THEORIQUE ET COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE

En utilisant le formalisme de Jones pour représenter les états de polarisation et en généralisant l'analyse faite en [3], on trouve que le faisceau de sortie du MEO présente, outre une modulation de phase, une modulation de sa polarisation. Il en résulte que tout élément optique

présentant des pertes dépendantes de la polarisation (PDL) notées A transforme celle-ci en RAM, ce qui donne lieu à l'apparition d'un niveau continu d'amplitude proportionnelle à $1 - A^{-1}$ superposé au signal détecté.

Dans notre expérience, les coupleurs et les circulateurs présentent des PDL typiques au niveau 0,15 dB [4]. La RAM générée dépend des caractéristiques du MEO (indices ordinaire et extraordinaire, dimensions) qui dépendent de la température du composant. A partir du modèle développé, on montre que la RAM, et donc le niveau continu détecté en sortie de la DS, varie périodiquement avec la température. Pour les caractéristiques de notre montage, le modèle donne une période d'environ 0,96°C en bon accord avec la période mesurée de 0,85 °C (Fig. 3). Le décalage de la fréquence est de $\pm 3,3$ kHz (instabilité relative de $3,4 \cdot 10^{-11}$).

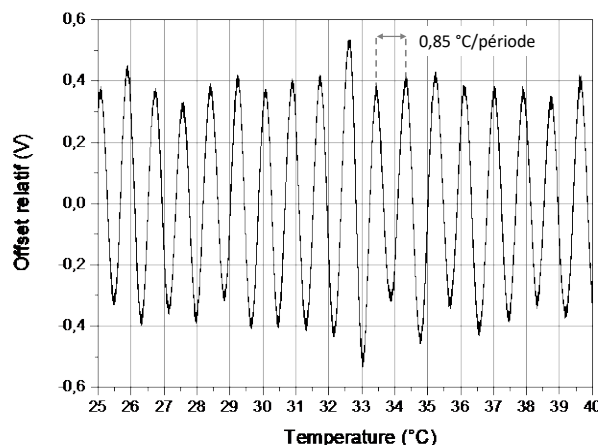


Fig. 3 : Evolution expérimentale de l'amplitude de la RAM avec la température du MEO.

Un second effet lié à la polarisation des faisceaux conduit lui aussi à limiter la stabilité de la ECLD asservie sur un mode de la cavité. Les fluctuations de température du MEO modifient l'état de polarisation en sortie, ce qui conduit au désalignement entre la polarisation linéaire en sortie du contrôleur de polarisation et l'axe principal de la cavité. Ceci entraîne une distorsion de la résonance détectée et le décalage de la fréquence de passage par zéro (Fig. 2(c)). La simulation faite pour un PER de 25 dB à l'entrée du MEO montre que l'amplitude du décalage de fréquence peut atteindre $\pm 1,5$ kHz ($\pm 7,5 \cdot 10^{-12}$ en valeur relative).

4. CONCLUSION

Nous montrons par simulation et par l'expérience que tout dispositif de stabilisation de laser utilisant un MEO est soumis à une limitation de sa stabilité en fréquence introduite par la sensibilité thermique du modulateur. Celle-ci a pour conséquence l'apparition d'une RAM et d'un désalignement de la polarisation. L'analyse théorique de ces effets est en bon accord avec les observations expérimentales. Il est donc essentiel de réguler la température du modulateur et/ou de corriger activement les fluctuations lentes de polarisation dans le système en agissant par exemple sur l'offset du modulateur [3].

Ce travail a obtenu un soutien financier du LABEX Réseau d'excellence FIRST-TF (ANR-10-LABX-48-01), dans le cadre du Programme « Investissements d'Avenir » géré par l'Agence Nationale de la Recherche.

REFERENCES

- [1] P. Gruning *et al.*, «Stabilisation et réduction de la largeur de raie d'un laser accordable autour de 1,55 μm avec une cavité en anneau fibrée et référencée », JNOG , Optique Bordeaux 2016
- [2] https://www.ozoptics.com/ALLNEW_PDF/APN0005.pdf
- [3] N.C. Wong *et al.*, "Servo control of amplitude modulation in frequency-modulation spectroscopy: demonstration of shot-noise-limited detection", JOSA B, 2(9), 1527-1533, (1985)
- [4] <https://fr.c3comunicaciones.es/Fichas/Aten%20form%20con%20WDM.pdf>