CONGRÈS DE LA SFO
Société Française d'Optique

04 – 07 JUILLET 2016

OPTIQUE

BORDEAUX 2016

COLOQ HORIZONS JNOG JRIOA CLUBS PAMO-JSM (SFP)

15e COLLOQUE SUR LES LASERS ET L'OPTIQUE QUANTIQUE

20e CONFÉRENCE HORIZONS DE L'OPTIQUE

36e JOURNÉES NATIONALES D'OPTIQUE GUIDÉE

8e JOURNÉES RECHERCHE INDUSTRIE DE L'OPTIQUE ADAPTATIVE

CLUBS THÉMATIQUES DE LA SFO
3e journées du club Nanophotonique et 4e journées nationales du Club Photonique Organique

INVITÉ SPÉCIAL
Colloque commun de la division de Physique Atomique, Moléculaire et Optique et les Journées de Spectroscopie Moléculaire de la

LA REMISE DES PRIX SFO | LA REMISE DU PRIX AIMÉ COTTON (SFP/PAMO)
L'EXPOSITION AU CŒUR DU CONGRÈS | LES RENCONTRES PÉDAGOGIQUES | LA SESSION INDUSTRIELLE | LES STUDENT CLUBS ET CHAPTERS | LA VITRINE DE L'INNOVATION 2016

DATE LIMITE DE SOUMISSION : 1ER AVRIL 2016
www.sfoptique.org

TABLE DES MATIERES

Lundi 4 juillet 2016

14:00 - Cérémonie d'ouverture - Session plénière 1
Grand Amphi

14:00 Mot de bienvenue pour le comité scientifique commun et le comité d'organisation local, Philippe LALANNE
14:05 Ouverture par le président de la SFO, Benoît BOULANGER
14:15 Mot introductif par le président de l'Université de Bordeaux, Manuel TUNON de LARA
14:25 Cluster d'excellence de l'université de Bordeaux LAPHIA, Lionel CANIONI
14:35 Le pôle de compétitivité Route des lasers , Jean Pierre GIANNINI ou Hervé FLOCH

14:45 **L'effet Hong Ou et Mandel: au cœur de la seconde révolution quantique**
A. Aspect 1

Mardi 5 juillet 2016

16:00 - Session plénière 2
Grand Amphi

16:00 **Quantum optics in photonic nanostructures using high-energy electrons**
A. Polman 2

16:40 **Confinement moléculaire : une nouvelle voie pour la nanophotonique?**
M. Blanchard-Desce 4

17:10 Lauréat du grand prix Léon Brillouin

Mercredi 6 juillet 2016

16:00 - Session plénière 3
Grand Amphi

16:00 **Des miroirs hors norme à l'écoute de l'espace-temps**
J. Degallaix, L. Balzarini, V. Dolique, R. Flaminio, D. Forest, M. Granata, B. Lagrange, L. Pinard, C. Michel, N. Straniero, J. Teillon et G. Cagnoli 7

16:30 **Étude du trou noir super-massif au centre de la Galaxie avec l'instrument GRAVITY**
G. Perrin 10

17:00 **Arrêter la lumière dans une fibre: la rencontre des atomes froids et de la nanophotonique**
J. Laurat 13

17:30 **Art et astronomie. Impressions célestes**
Y. Nazé 16

Jeudi 7 juillet 2016

14:00 - Session plénière 4
Grand Amphi

14:00 **Générer et manipuler des photons uniques avec des atomes artificiels**
P. Senellart 18

14:35 **Dynamiques ultrarapides paradoxales dans les lasers à fibre optique**
P. Grelu 19

15:10 **Génération d'harmoniques, molécules chirales et dynamiques ultrarapides**
S. Beaulieu, A. Comby, R. Géneaux, V. Blanchet, D. Descamps, A. Ferré, G. Garcia, Y. Mairesse, E. Mével, L. Nahon, S. Petit, B. Pons, T. Ruchon et B. Fabre 21

15:40 **2015, Année de la Lumière en France est un immense succès !**
C. Subran 24
16:00 Clôture et remerciements

Mardi 5 juillet 2016

14:00 - Rencontres pédagogiques
Grand Amphi

14:00 **Quelques opticiennes (pas assez) célèbres**
C. Champenois 25
14:20 **Le MOOC 'Physique des objets de quotidien'**
U. Delabre 26
14:35 **Une approche expérimentale de l'optique en licence**
G. Latour, M. Godard et V. Guillet 27
14:55 **Le plateau pédagogique laser de l'Université de Bordeaux au service de la formation initiale et continue**
I. Manek-Hönninger 28
15:10 **Mallette pédagogique pour l'holographie : comment faire des expériences pour l'enseignement supérieur en s'affranchissant simplement des vibrations parasites**
A. Escarguel et R. Baude 29

14:00 - Session industrielle
Amphi D

14:00 **Photonique mondiale, stratégie et perspectives**
C. Subran 30
14:15 **CNOP - Photonique française, actions et perspectives**
P. Brégi 31
14:30 **ALPhANOV - Création d'entreprises autour des lasers à fibres: enjeu de l'intégration**
B. Appert-Collin 32
14:45 **POIETIS, La start-up à l'interface photonique - bioimpression tissulaire**
B. Viellerobe 33
15:00 **Accélérateur innovants de particules et de rayonnement par laser ultra-intense**
F. Sylla 34
15:15 Présentations flash de 5 minutes

17:30 - Assemblée Générale de la SFO
Grand Amphi

17:30 Assemblée Générale

18:30 - Session étudiante
Grand Amphi

18:30 Quiz

Lundi 4 juillet 2016

16:00 - JNOG - Effets Nonlinéaires en optique Guidée
Amphi D

16:00 **Réservoir computing opto-electronique : l'ordinateur du futur sera-t-il photonique et analogique?**
S. Massar 35

16:30 **Première observation de l'effet papillon dans un laser à cascade quantique émettant dans le moyen infra-rouge**
L. Jumpertz, K. Schires, M. Sciamanna, M. Carras et F. Grillot 38

17:00 **Emission d'ondes dispersives par un train de solitons noirs**
T. Marest, C. Mas Arabi, M. Conforti, A. Mussot, C. Milian, D. Skryabin et A. Kudlinski 41

17:15 **Laser à verrouillage de modes par rotation non-linéaire de la polarisation dans des fibre PM**
S. Boivinet, J.-B. Lecourt, A. Gognau, Y. Hernandez, A. Fotiadi, M. Wuilpart et P. Mégret 44

17:30 **Les fibres optiques entrent dans une nouvelle ère spatio-temporelle**
K. Krupa, A. Tonello, R. Dupiol, A. Bendahmane, B. Shalaby, M. Fabert, A. Barthélémy, G. Millot, S. Wabnitz et V. Couderc .. 47

17:45 **Renforcement des interactions nonlinéaires par excitation cohérente d'une micro-cavité**
S. Serna, M. Hanna, X. Le Roux, P. Delaye, E. Cassan et N. Dubreuil 50

18:00 **Conception de Fibres Apériodiques Passives à Grande Aire Effective ne Propageant qu'une Polarisation du Mode Fondamental**
R. Du Jeu, D. Darwich, R. Dauliat, A. Benoît, R. Jamier, K. Schuster et P. Roy 53

18:15 **Observation de la diffusion Brillouin de surface dans une fibre optique à cristal photonique**
J.C. Tchahame Nougnihi, J.-C. Beugnot, K. Phan Huy, V. Laude, A. Kudlinski et T. Sylvestre 56

Mardi 5 juillet 2016

8:45 - JNOG - Session Télécom et Photonique Si
Amphi D

8:45 **Nanolaser couplés à cristal photonique**
A. Yacomotti 59

9:15 **Modulateurs optiques pour la photonique sur silicium**
A. Abraham, S. Olivier, M. Fournier, A. Myko, L. Vivien et D. Marris-Morini 62

9:30 **Génération sur puce de silicium de paires de photons multiplexés en longueur d'onde**
F. Mazeas, W. Zhang, M. Traetta, M. Bentivegna, F. Kaiser, D. Aktas, C.A. Ramos, L.A. Ngah, T. Lunghi, X. Le Roux, D. Marris-Morini, L. Vivien, E. Cassan, L. Labonté et S. Tanzilli 65

9:45 **Une approche entièrement guidée pour l'optique quantique en régime de variables continues.**
B. Fedrici, F. Kaiser, A. Zavatta, V. D'auria et S. Tanzilli 68

10:00 **Influence des propriétés fréquentielles de différents lasers DML sur les performances d'une émission duo-binaire à 20 Gbit/s**
J. Konopacki, B. Le Guyader, N. Genay, L. Anet Neto, P. Chanclou et D. Erasme 71

10:15 **Démonstrateur WDM Très Haut Débit sur Silicium Constitué d'Anneaux Résonants**
J.-B. Quélène 74

Mercredi 6 juillet 2016

8:45 - JNOG - Nouveaux Matériaux
Amphi D

8:45 **Fibres Optiques Hybrides Multi-Matériaux**
F. Sorin, Y. Qu, T. Das Gupta, D.T. Nguyen, W. Yan, A. Page et M. Volpi 77

9:15 **Réseaux Métalliques pour le Couplage dans des Guides en Dioxyde de Titane**
M. Lamy, K. Hammani, J. Arocas, C. Finot et J.-C. Weeber 80

9:30 **Équilibre du photo-noircissement des fibres alumino-silicate dopée thulium pompée POMPÉE à 1.07 μm: effet quantitatif du lanthane, cérium et du thulium.**
J.-F. Lupi, M. Vermillac, W. Blanc, F. Mady, M. Benabdesselam, B. Dussardier et D. Neuville 83

9:45 **Microdisque de Carbure de Silicium Sur Pilier de Silicium Sondé Par Couplage Evanescent**
D. Allioux, A. Belarouci, D. Hudson, N. Singh, E. Mägi, G. Beaudin, A. Michon, R. Orobtchouk et C. Grillet 86

10:00 **Développement d'une plateforme en optique intégrée en verres de chalcogenures pour les moyen infrarouge**
A. Gutiérrez-Arroyo, L. Bodiou, J. Lemaitre, I. Hardy, J. Charrier, E. Baudet, F. Starecki, C. Boussard-Plédel, B. Bureau, V. Nazabal, J.-L. Doualan, A. Braud et P. Camy 89

10:15 **Fibres Ruban De Zinc-Phosphate-Argent Photo-Inscriptibles**
S. Danto, F. Desevedavy, Y. Petit, J.-C. Desmoulin, A. Abou Khalil, C. Strutynski, M. Dussauze, F. Smektala, T. Cardinal et L. Canioni 92

11:00 - JNOG - Amplificateurs et lasers à fibre
Amphi D

11:00 **Synthèse Cohérente de Faisceaux Brillants et d'Impulsions Brèves à Partir de Sources Laser à Fibre**
V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot, R. Florentin, D. Kabeya, P. Rigaud et A. Barthélémy 95

11:30 **Combinaison Cohérente dans une Fibre Multicoeurs Dopée Er3+**
F. Prevost, M. Hanna, P. Ramirez, G. Bouwmans, L. Bigot et L. Lombard 98

11:45 **Système laser entièrement fibré délivrant des impulsions nanosecondes supérieures à 100μJ et un faisceau cohérent de profil d'intensité aplati**
F. Scol, P. Gouriou, A. Perrin, J.-F. Gleyze, L. Bigot, A. Cassez, C. Valentin, G. Bouwmans et E. Hugonnot 101

12:00 **Focalisation de l'énergie par contrôle modal à la sortie d'une fibre amplificatrice à grand nombre de modes**
R. Florentin, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot, D. Pagnoux et A. Barthélémy 104

12:15 **Coherent beam combining of 19 fibers in femtosecond regime**
J. Le Dortz, A. Heilmann, M. Antier-Murgey, J. Bourderionnet, C. Larat, I. Fsaifes, L. Daniault, S. Bellanger, C. Simon Boisson, J.-C. Chanteloup, E. Lallier et A. Brignon 107

12:30 **Forte réduction du bruit d'intensité d'un laser par filtrage d'un laser Brillouin pour les ordres de Stokes 1 et 2**
S. Fresnel, S. Trebaol, C. Pareige, P. Besnard et S. Larochelle 110

12:45 **Laser à fibre impulsionnel contrôlé par algorithme d'évolution**
U. Andral, J. Buguet, R. Si Fodil, F. Amrani, F. Billard, E. Hertz et P. Grelu 113

Jeudi 7 juillet 2016

9:00 - JNOG - Amplificateurs et lasers à semi-conducteurs
Amphi D

9:00 **Les MIMs (Metal-Isolant-Metal) : des guides ultra-courts pas comme des autres**
A. Vasanelli, Y. Todorov, B. Askenazi, I. Sagnes et C. Sirtori 116

9:30 **Dynamiques spectrales et propriétés de bruit dans les lasers InGaN**
A. Congar, K. Hussain, C. Pareige, J.-M. Lamy, E. Feltin, R. Butté, N. Grandjean, P. Besnard et S. Trebaol 119

9:45 **Lasers tout Cristal Photonique à pompage électrique émettant en continu dans le moyen Infra-Rouge**
B. Adelin, A. Monmayrant, P. Dubreuil, A. Lecestre, Y. Rouillard, G. Boissier, M. Bahriz, A. Vicet et O. Gauthier-Lafaye 122

10:00 **Caractérisation par corrélations quantiques de la région de seuil d'un microlaser de classe B**
D. Aktas, T. Wang, O. Alibart, G.L. Lippi, E. Picholle et S. Tanzilli 126

10:15 **Direct Observation of Thermally Excited Zenneck Waves on SiO2 Sub- wavelength Layers from Mid to Near-infrared**
S. Gluchko, B. Palpant, S. Volz, R. Braive et T. Antoni 129

11:00 - JNOG - Nouvelles méthodes et caractérisations
Amphi D

11:00 **Convertisseurs de longueur d'onde RAMBIO, principe et applications**
M.C. Phan Huy, P. Delaye, G. Pauliat et S. Lebrun 131

11:30 **Caractérisation d'un laser fibré à effet Talbot**
C. Schnebelin et H. Guillet De Chatelus 134

11:45 **Laser femtoseconde entièrement fibré émettant à 1650 nm et application à la microscopie tri-photonique**
P. Cadroas, L. Kotov, L. Abdeladim, M. Likhachev, D. Lipatov, J.-T. Gomes, D. Gaponov, A. Hideur, J. Livet, W. Supatto, E. Beaurepaire et S. Février 137

12:00 **L'indice effectif moyen: un acteur clé dans la réponse des réseaux de Bragg fibrés à la courbure**
R. Guyard, D. Leduc, Y. Lecieux et C. Lupi 140

12:15 **Échantillonneur et amplificateur tout optique par modulation temporelle de phase**
J. Nuno, M. Gilles, M. Guasoni, C. Finot et J. Fatome 143

12:30 **ude de la propagation du mode LP01 dans une fibre de Bragg ur large (50m) a longueur de 1860nm**
G. Granger, M. Jossent, M. Likhachev et S. Février 146

Stands pédagogiques

S0 **Mallette pédagogique pour l'holographie : comment faire des expériences pour l'enseignement supérieur en s'affranchissant simplement des vibrations parasites**
A. Escarguel et R. Baude 149

S1 **HOBIT : Hybrid optical benches for innovative teaching**
B. Bousquet, L. Canioni, J.-P. Guillet, M. Hachet, S. Fleck, D. Furio, B. Coulais et J. Bergognat 150

S2 **La tomographie par cohérence optique : un projet expérimental**
G. Latour, M. Godard, V. Guillet et M. Jacquey 151

S3 **VP2L : Un Serious Game en réalité virtuelle 3D appliqué à la formation aux technologies optique et laser**
L. Dutertre, B. Fabre, E. D'Humières, S. Petit, D. Lyoen, J. Dronval, E. Boeri et E. Cormier 152

S4 **Un ensemble polyvalent d'expériences optiques de démonstration**
R. Mathevet 153

RESERVOIR COMPUTING OPTO-ELECTRONIQUE : L'ORDINATEUR DU FUTUR SERA-T-IL PHOTONIQUE ET ANALOGIQUE ?

Serge Massar

Laboratoire d'Information Quantique, CP 224, Université libre de Bruxelles, Av. F. D. Roosevelt 50, B-1050, Bruxelles, Belgique

smassar@ulb.ac.be

RÉSUMÉ

Nous passerons en revue les avancées concernant l'implémentation photonique de l'algorithme d'intelligence artificielle appelé « Reservoir Computing », et les perspectives dans ce domaine.

MOTS-CLEFS : *Reservoir Computing, Photonique, Intelligence Artificielle.*

1. INTRODUCTION

Les réseaux de neurones artificiels permettent de résoudre des problèmes complexes en utilisant des algorithmes inspirés du fonctionnement du cerveau biologique. Le reservoir computing [1] est un type de réseaux de neurones artificiels particulièrement bien adaptée pour traiter les signaux dépendant du temps. Les états internes du reservoir contiennent une image non linéaire et de grande dimensionnalité du signal d'entrée. La sortie du réservoir est donnée par une combinaison linéaire des états internes. Cette approche permet de réaliser des tâches complexes, comme la reconnaissance d'écriture, l'égalisation de canal, la prédiction de séries temporelles, etc. Le reservoir computing peut également être implémenté expérimentalement. Plusieurs implémentations photoniques du reservoir computing ont été réalisées ces dernières années. Nous passerons en revue ces travaux, et discuterons des perspectives dans ce domaine.

2. RESERVOIR COMPUTER PHOTONIQUE

Les premiers travaux concernant les reservoirs computers expérimentaux sont basés sur l'utilisation de systèmes dynamiques à retard. Ces systèmes ont une architecture très simple, et les taux d'erreurs sur des tâches standardisées (reconnaissance vocale, égalisation de canal, etc.) sont très bons. Différentes réalisations ont été rapportées dans la littérature, y compris des systèmes électroniques [2], opto-électroniques [3][4], et tout optiques [5][6]. La Figure 1 présente le schéma d'une expérience récente de ce type [7] dans laquelle le pré traitement et le post traitement du signal sont réalisés de manière entièrement analogique.

Un des progrès récents a été d'utiliser une architecture dans laquelle l'information optique est codée dans l'amplitude du champ électromagnétique (plutôt que dans son intensité), et le reservoir, c'est à dire la partie du dispositif qui mélange les signaux, est linéaire. La non linéarité, qui est essentielle au bon fonctionnement du reservoir, est réalisée dans la couche de sortie, à l'aide de photodiodes dont la réponse (le courant électrique produit) est proportionnelle au carré de l'amplitude du champ. Cette approche simplifie également l'architecture du reservoir, en permettant de séparer la partie mélange temporelle de l'information, et la non linéarité. Une première démonstration de principe de cette approche a été réalisée en optique intégrée [8]. Ensuite une démonstration utilisant un système a retard linéaire a montré que des taux d'erreurs très bas pouvaient être obtenus sur des tâches standardisées [9].

Les systèmes dynamiques à retard mentionnés plus haut ont une faiblesse importante : ils traitent les informations de manière séquentielle, et ont donc une lenteur inhérente. Il est donc très attractif d'aller vers une architecture parallèle, dans laquelle tous les « neurones » sont traités simultanément. Nous présenterons un travail récent dans lequel est exploité pour la première fois le

parallélisme fréquentiel : les différents neurones sont codés par les amplitudes du champ à des fréquences différentes [10].

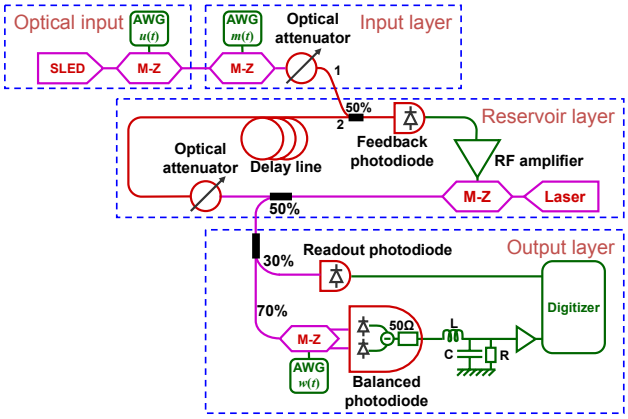

Fig. 1 : Schéma d'un reservoir computer entièrement analogique basé sur un système dynamique à retard. Le signal à analyser u(t) est généré par un Arbitrary Waveform Generator (AWG) et encodé à l'aide d'un modulateur d'intensité (interféromètre de Mach-Zehnder intégré –MZ) dans l'intensité d'un signal optique. Ensuite, dans le couche d'entrée (input layer) ce signal est modulé par un masque m(t) périodique, et injecté dans le système dynamique à retard. La non linéarité du système dynamique à retard est réalisée par un MZ. En effet celui-ci a une réponse sinusoidale à la tension RF appliquée. Finalement, la couche de sortie (output layer) produit un signal analogique proportionel à la sortie désirée. Dans la couche de sortie, le signal est multiplié par des poids de lecture périodique w(t), recueilli par une photodiode balancée, et intégré temporellement par un circuit RLC. (Figure tirée de [7]).

CONCLUSION

Les travaux décrits ci-dessus vont conduire à moyen terme à la réalisation de reservoirs computers tout optique, exploitant le parallélisme inhérent à l'optique, entièrement autonome, pouvant être combinés entre eux pour réaliser des architectures et des processeurs complexes. A terme on peut envisager d'intégrer ses systèmes sur des puces optiques, conduisant ainsi à des calculateurs optique analogique ultra-rapides et de faible consommation.

RÉFÉRENCES

[1] H. Jaeger The "echo state" approach to analysing and training recurrent neural networks. *Technical Report GMD Report* **148**, German National Research Center for Information Technology (2001).

[2] L. Appeltant, *et al.* Information processing using a single dynamical node as complex system. *Nat. Commun.* **2**, 468 (2011).

[3] Y. Paquot, *et al.* Optoelectronic reservoir computing. *Sci. Rep.* **2**, 287 (2012).

[4] L. Larger, *et al.* Photonic information processing beyond Turing: an optoelectronic implementation of reservoir computing. *Opt. Express* **20**, 3241-3249 (2012).

[5] F. Duport, B. Schneider, A. Smerieri, M. Haelterman, et S. Massar, All-optical reservoir computing. *Opt. Express* **20**, 22783-22795 (2012).

[6] D. Brunner, *et al.* Parallel photonic information processing at gigabyte per second data rates using transient states. *Nat. Commun.* **4**, 1364 (2013).

[7] F. Duport, A. Smerieri, A. Akrout, M. Haelterman and S. Massar, Fully analogue photonic reservoir computer, *Sci. Rep.* **6**, 22381 (2016).

[8] K. Vandoorne, *et al.* Experimental demonstration of reservoir computing on a silicon photonics chip. *Nat. Commun* **5**, 3541 (2014).

[9] Q. Vinckier, *et al.*, "High performance photonic reservoir computer based on a coherently driven passive cavity", Optica **2**, 438 (2015).
[10] A. Akrout, A. Bouwens, F. Duport, Q. Vinckier, M. Haelterman, S. Massar, Parallel photonic reservoir computing through frequency multiplexing of neurons, en préparation

PREMIÈRE OBSERVATION DE L'EFFET PAPILLON DANS UN LASER À CASCADE QUANTIQUE ÉMETTANT DANS LE MOYEN INFRA-ROUGE

Louise Jumpertz[1,2], Kevin Schires[1], Marc Sciamanna[3], Mathieu Carras[2], et Frédéric Grillot[1,4]

[1] *CNRS LTCI, Télécom ParisTech, Université Paris Saclay, 46 rue Barrault, 75013 Paris, France*
[2] *mirSense, 86 rue de Paris, bat. Erable, 91400 Orsay, France*
[3] *LMOPS (Lab. Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes), CentraleSupélec, Université Paris Saclay, Université de Lorraine, 57070 Metz, France*
[4] *University of New-Mexico, 1313 Goddard SE, Albuquerque, NM, United States*

louise.jumpertz@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

Une étude temporelle de l'émission d'un laser à cascade quantique sous contre-réaction optique a permis d'identifier pour la première fois un comportement chaotique temporel dans un tel laser, pourtant réputé pour sa grande stabilité. Le chaos déterministe apparaît sous forme de fluctuations basse fréquence, après un scénario de bifurcation à la fréquence de cavité externe, ce qui rappelle les lasers classe A et est inédit dans un laser à semiconducteur. Disposer d'une source moyen infra-rouge chaotique pourrait permettre le développement de communications en espace libre cryptées, de contre-mesures imprédictibles ou de LIDAR chaotiques dans les fenêtres de transmission de l'atmosphère.

MOTS-CLEFS : *laser à cascade quantique ; réinjection optique ; chaos ; fluctuations basse fréquence*

1. INTRODUCTION

Les lasers à cascade quantique (LCQ) sont des sources semiconductrices basées sur des transitions inter-sous-bandes au sein de la bande de conduction. Pouvant émettre sur une large plage de longueurs d'onde allant du moyen infra-rouge au terahertz, les LCQ sont devenus une source privilégiée pour des applications telles que la spectroscopie de gaz, les communications en espace libre ou les contre-mesures optiques [1]. Lorsqu'ils sont soumis à de la contre-réaction optique, les LCQ sont beaucoup plus résistants que les lasers interbandes, bien qu'ils soient impactés en terme de courant de seuil, puissance optique ou longueur d'onde [2]. L'analyse des spectres optiques avait également révélé un comportement instable du LCQ soumis à certaines conditions de réinjection, mais une étude temporelle restait nécessaire pour déterminer s'il pouvait s'agir d'une émission chaotique. En effet, lorsqu'on augmente le taux de réinjection f_{ext}, défini comme le rapport entre puissance émise et puissance réinjectée, un laser interbande passe d'une émission stable à une émission périodique à la fréquence des oscillations de relaxation, puis à une émission apériodique chaotique [3]. L'objectif de ce travail est d'étudier le comportement temporel du LCQ sous contre-réaction optique, à la fois expérimentalement et numériquement, pour déterminer si les instabilités observées dans les spectres optiques sont effectivement liées à une émission chaotique.

2. ETUDE EXPÉRIMENTALE

Le LCQ étudié est un laser à réaction distribuée (DFB) en AlInAs/GaInAs émettant vers 5,6 μm. La lumière émise par le laser sous contre-réaction est dirigée sur une détecteur tellurure de mercure-cadmium (MCT) ultra-rapide puis le signal est envoyé sur un oscilloscope haute-résolution et un analyseur de spectres électriques. La bande passante du détecteur MCT est de l'ordre de 500 MHz, mais son emploi nécessite d'utiliser le LCQ en mode impulsionnel. On choisit une durée d'impulsion de 5 μs, suffisamment longue devant la durée aller-retour dans la cavité externe (quelques nanosecondes) notamment pour s'affranchir des instabilités thermiques apparaissant au début de l'impulsion. En revanche, cette durée reste suffisamment courte pour que l'alimentation délivre des impulsions peu bruitées. Pour

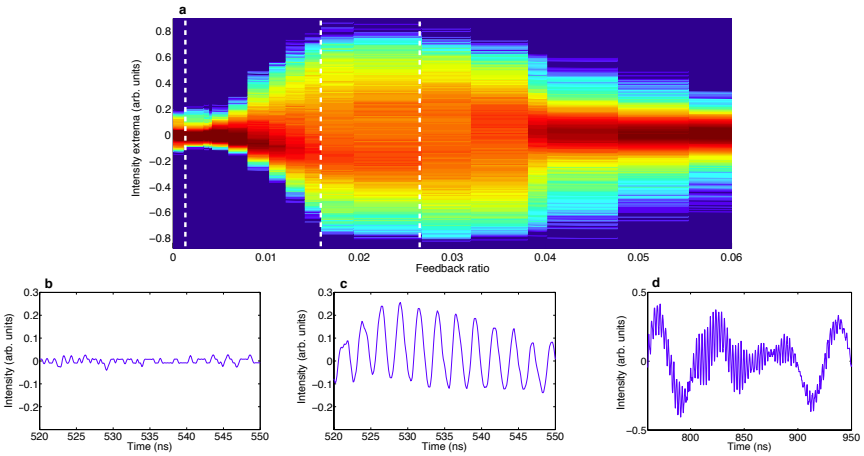

FIGURE 1 : a) Diagramme de bifurcation expérimental pour P = 0.02, L_{ext} = 35 cm. b) Trace temporelle pour f_{ext} = 0.11%. c) Trace temporelle pour f_{ext} = 1.58%. d) Trace temporelle pour f_{ext} = 2.66%.

chaque point de mesure, on enregistre le signal sur une centaine d'impulsions et l'analyse s'effectue uniquement sur les 2.5 μs à la fin de chaque impulsion. L'analyse des traces temporelles et des spectres électriques du LCQ sous contre-réaction optique fait apparaître des oscillations à deux fréquences distinctes. En augmentant progressivement le taux de réinjection, après une zone d'émission stable (figure 1 b), le laser se déstabilise et oscille à la fréquence de la cavité externe (figure 1 c), puis une seconde pulsation plus lente vient se superposer (figure 1 d). L'étude statistique de la période entre deux oscillations lentes permet de conclure qu'il s'agit de fluctuations basse fréquence (*frequency fluctuations* ou LFF). En effet, l'histogramme obtenu présente une zone interdite pour des durées inférieures à une dizaine de fois le temps aller-retour dans la cavité externe, puis présente une forme d'une exponentielle décroissante, avec un rebond apparaissant à plus fort courant de pompe normalisé ($P \propto I/I_{th}$-1), signatures caractéristiques des LFF [4]. Les LFF sont une preuve de l'existence de chaos déterministe [5], donc la contre-réaction optique peut bien induire du chaos dans un LCQ. Cependant, ce chaos apparaît sur une plage très réduite de taux de réinjection, et le laser se restabilise vers f_{ext} = 4%, comme présenté sur le diagramme de bifurcation (figure 1 a). De plus, il est important de noter que la première bifurcation de Hopf, ie. la première déstabilisation, a lieu à la fréquence de la cavité externe, pour la simple raison qu'il n'y a pas d'oscillations de relaxation dans un LCQ [6].

3. ETUDE NUMÉRIQUE

Pour confirmer les conclusions de l'étude expérimentale, on étudie le diagramme de bifurcation numérique obtenu à partir des équations de Lang et Kobayashi [7] dont les paramètres ont été choisis pour correspondre au laser étudié. Notamment, le rapport entre temps de vie des porteurs et temps de vie des photons est de 0.27, soit quatre ordres de grandeur plus faible que dans les lasers interbandes. Les résultats obtenus confortent les observations expérimentales. Selon le taux de réinjection, le laser présente soit une émission stable (figure 2 b), soit une unique oscillation à la fréquence de cavité externe (figure 2 c), soit une superposition d'oscillations à la fréquence de la cavité externe et de LFF (figure 2 d). De plus, le diagramme de bifurcation (figure 2 a) montre une forte multistabilité, qui serait difficile à observer expérimentalement.

CONCLUSION

Cette étude montre pour la première fois l'émergence d'un rayonnement chaotique dans un LCQ moyen infra-rouge soumis à un contre-réaction optique. De plus, le scénario de bifurcation fait intervenir

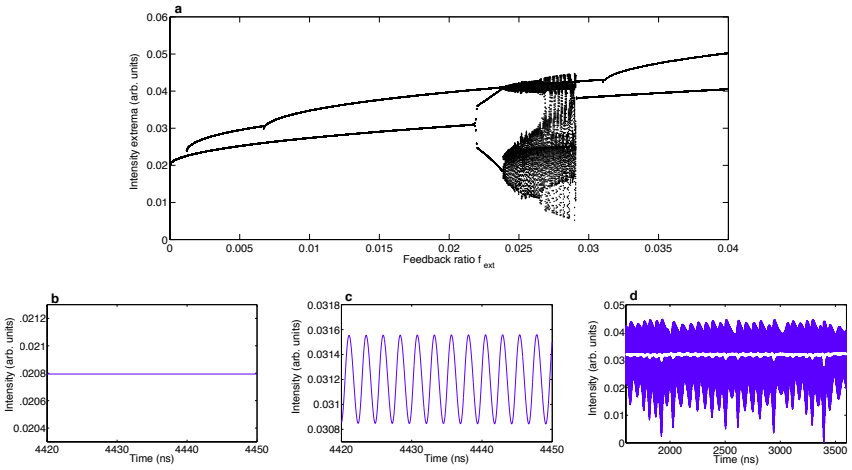

FIGURE 2 : a) Diagramme de bifurcation numérique pour P = 0.02, L_{ext} = 35 cm et α = 1.7. b) Trace temporelle pour f_{ext} = 0.11%. c) Trace temporelle pour f_{ext} = 2.14%. d) Trace temporelle pour f_{ext} = 2.59%, avant (bleu) et après (blanc) filtrage pour isoler les LFF.

des oscillations à la fréquence de cavité externe après la première bifurcation de Hopf, et non la fréquence des oscillations de relaxation, avant présenter un chaos sous forme de LFF. Ce scenario ressemble fortement à celui observé dans les lasers classe A [8], et n'avait jamais été observé auparavant dans un laser semiconducteur. Un LCQ chaotique pourrait servir de source pour des applications de type LIDAR chaotique moyen infrarouge, pour des communications cryptées en espace libre ou pour des contre-mesures performantes car impossibles à anticiper.

Ce travail est financé par la Direction Générale de l'Armement (DGA).

RÉFÉRENCES

[1] J. Faist, *Quantum Cascade Lasers*, ser. Series on Semiconductor Science and Technology. Oxford University Press, 2013.

[2] L. Jumpertz, M. Carras, K. Schires, and F. Grillot, "Regimes of external optical feedback in 5.6 μm distributed feedback mid-infrared quantum cascade lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, p. 131112, 2014.

[3] A. T. Ryan, G. P. Agrawal, G. R. Gray, and E. C. Gage, "Optical-feedback-induced chaos and its control in multimode semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, no. 3, pp. 668–679, 1994.

[4] D. W. Sukow, J. R. Gardner, and D. J. Gauthier, "Statistics of power-dropout events in semiconductor lasers with time-delayed optical feedback," *Phys. Rev. A*, vol. 56, pp. R3370–R3373, 1997.

[5] T. Sano, "Antimode dynamics and chaotic itinerancy in the coherence collapse of semiconductor lasers with optical feedback," *Phys. Rev. A*, vol. 50, no. 3, pp. 2719–2726, 1994.

[6] F. Capasso, R. Paiella, R. Martini, R. Colombelli, C. Gmachl, T. L. Myers, M. S. Taubman, R. M. Williams, C. G. Bethea, K. Unterrainer, H. Y. Hwang, D. L. Sivco, A. Y. Cho, A. M. Sergent, H. C. Liu, and E. A. Whittaker, "Quantum cascade lasers : ultrahigh-speed operation, optical wireless communication, narrow linewidth, and far-infrared emission," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, no. 6, pp. 511–532, Jun 2002.

[7] R. Lang and K. Kobayashi, "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 16, no. 3, pp. 347–355, 1980.

[8] F. Kuwashima, T. Ichikawa, I. Kitazima, and H. Iwasawa, "Chaotic oscillations in single-mode class A He-Ne Laser (6328A) II," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 38, no. 11, pp. 6321–6326, 1999.

ÉMISSION D'ONDES DISPERSIVES PAR UN TRAIN DE SOLITONS NOIRS

T. Marest[1], C. Mas Arabí[1], M. Conforti[1], A. Mussot[1], C. Milián[2], D. V. Skryabin[3,4], A. Kudlinski[1]

[1] *Univ. Lille, CNRS, UMR 8523 - PhLAM - Physique des Lasers Atomes et Molécules, F-59000 Lille*
[2] *Centre de Physique Théorique, École Polytechnique, CNRS, Université Paris-Saclay, Palaiseau*
[3] *Department of Physics, University of Bath, Bath, United Kingdom*
[4] *ITMO University, Kronverksky Avenue 49, St. Petersburg 197101, Russian Federation*

alexandre.kudlinski@univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Nous reportons la première observation expérimentale de la génération d'ondes dispersives par un train de solitons noirs. Chaque onde dispersive émise peut être associée à un soliton noir particulier du train par une relation d'accord de phase mettant en jeu la dispersion d'ordre supérieur de la fibre ainsi que la vitesse du soliton.

MOTS-CLEFS : *Optique non linéaire ; fibres optiques ; solitons*

1. INTRODUCTION

Un soliton brillant se propageant en régime de dispersion anormale d'une fibre optique et au voisinage de la longueur d'onde de dispersion nulle émet une onde dispersive localisée en zone de dispersion normale [1]. Le processus physique associé à ce phénomène consiste en un couplage résonant de la queue du spectre du soliton recouvrant la zone de dispersion normale vers l'onde dispersive, suivant une relation d'accord de phase [2]. Le mécanisme de génération d'ondes dispersives a été également démontré théoriquement dans le cas de solitons noirs (se propageant en zone de dispersion normale) il y a une vingtaine d'années [3], mais il n'a jamais été observé expérimentalement à ce jour. Nous présentons ici la première observation expérimentale d'ondes dispersives émises par un train de solitons noirs. Notre analyse basée sur des simulations numériques indique que chaque radiation émise peut être associée à un soliton noir particulier du train, à l'aide d'une relation d'accord de phase mettant en jeu la dispersion d'ordre supérieur et la vitesse du soliton.

2. MONTAGE EXPÉRIMENTAL

La méthode que nous utilisons pour générer un train de solitons noirs consiste à propager deux impulsions courtes décalées temporellement dans une fibre à dispersion normale [5]. Lors de la propagation, les deux impulsions s'élargissent et acquièrent un chirp linéaire dû à la dispersion et à l'automodulation de phase. Lorsqu'elle se sont suffisamment élargies pour se recouvrir temporellement, elles interfèrent, produisant une modulation sinusoïdale d'intensité. En continuant de se propager, cette modulation évolue en un train de solitons noirs, sous l'action de la non-linéarité [5]. La figure 1(a) présente le dispositif expérimental utilisé pour mettre en oeuvre cette technique. Un laser Ti :Sa délivre des impulsions gaussiennes polarisées linéairement d'une largeur à mi-hauteur de 140 fs à une cadence de 80 MHz, accordables en longueur d'ondes autour de 800 nm. Un interféromètre de Michelson permet de dédoubler l'impulsions initiale, la valeur du retard entre les deux impulsions étant ajustée à l'aide d'un miroir mobile. Les figures 1(b) et (c) montrent respectivement un exemple typique de trace d'autocorrélation et de spectre de la paire d'impulsions injectée dans la fibre pour former le train de solitons noirs. La trace d'autocorrélation montre la présence de deux impulsions séparées d'environ 500 fs dans cet exemple, et le spectre présente des franges correspondant aux interférences entre les deux impulsions.

La fibre optique utilisée doit permettre (i) la génération d'un train de solitons noirs et (ii) l'émission d'ondes dispersives à partir de ces solitons noirs. Elle doit donc présenter une dispersion normale faible à la longueur d'onde de pompe. Nous utilisons ici une fibre microstructurée dont les propriétés (dispersion, non-linéarité) sont déterminées en utilisant la méthode empirique de la Réf. [6]. Ici, elles correspondent

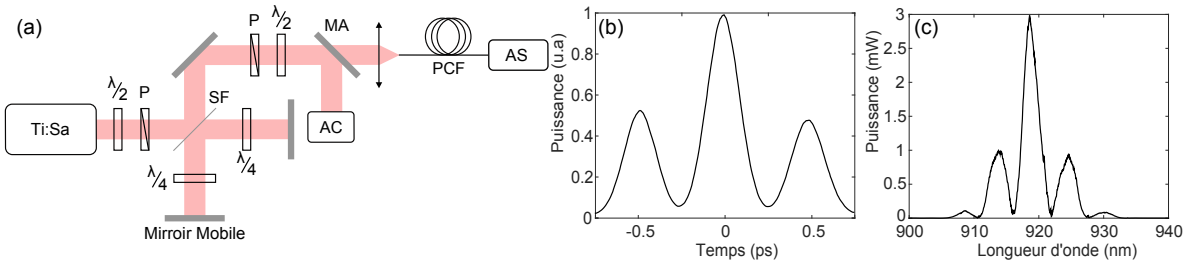

FIGURE 1 : (a) Montage expérimental. P : Polariseur ; SF : Séparateur de faisceau ; MA : Mirroir amovible ; AS : Analyseur de spectre ; AC : Autocorrélateur. (b) Exemple de trace d'autocorrélation et (c) de spectre en entrée.

à un pas Λ d'environ 2.88 μm et un diamètre relatif des trous d/Λ de 0.62. La longueur d'onde de dispersion nulle est de 970 nm et le coefficient non linéaire γ vaut 22 $\mathrm{W}^{-1}.\mathrm{km}^{-1}$ à 920 nm. Les conditions optimales de l'expérience (longueur d'onde de pompe, puissance, retard entre les deux impulsions, longueur de fibre, etc...) permettant la génération de solitons noirs et d'ondes dispersives sont déterminées numériquement en utilisant l'équation de Schrödinger non linéaire généralisée (GNLSE).

3. RÉSULTATS

La figure 2(a-d) présente les résultats obtenus pour une longueur d'onde de 920 nm, une puissance crête de 360 W et un retard de 280 fs. Après 1.34 m de propagation, deux solitons noirs sont formés [Fig. 2(c)]. L'évolution spectrale de la Fig.2(b) montre la génération d'une radiation localisée à 1034 nm à partir de cette même distance de propagation. Elle apparaît également clairement dans le spectre de sortie [courbe bleue de la Fig. 2(d)]. Des expériences effectuées dans ces mêmes conditions confirment la présence d'une radiation centrée autour de 1034 nm [courbe rouge de la Fig. 2(d)]. Le spectre global est par ailleurs en excellent accord avec les simulations.

Afin d'anayser ces résultats, étudions la relation d'accord de phase suivante [7], permettant de décrire le processus d'émission d'une onde dispersive :

$$\sum_{n\geq 2}^{3} \frac{\beta_n}{n!}\Delta\omega^n - \frac{\Delta\omega}{V_s} = k_{\mathrm{NL}} \tag{1}$$

où β_n sont les coefficients de dispersion d'ordre n, $\Delta\omega = \omega - \omega_{\mathrm{pompe}}$, V_s est la vitesse relative du soliton par rapport à la pompe et $k_{\mathrm{NL}} = \gamma P$ désigne la contribution non linéaire due au soliton noir, où P est la puissance du fond continu sur lequel repose le soliton noir. La solution de cette équation correspond à la longueur d'onde d'émission d'une onde dispersive. Afin de la résoudre, il est nécessaire de connaître la vitesse V_s du soliton émettant la radiation. Pour ce faire, nous utilisons la representation du plan (t,z) de la Fig. 2(a). La ligne pointillée noire correspond à la trajectoire locale (i.e. à l'endroit où la radiation est émise) du soliton noir. La pente de cette droite donne donc la vitesse du soliton. En suivant cette procédure pour les deux solitons noirs présents à cette longueur de fibre, nous obtenons deux solutions pour la relation (1). La première, localisée à 1034 nm (ligne pointillée verticale) en excellent accord avec la radiation observée en simulations, correspond au soliton noir du front avant de l'impulsion. La seconde, localisée à 1120 nm (hors graphe) où aucune radiation n'a été observée, correspond au soliton noir du front arrière. C'est donc le soliton le plus étroit et le plus "noir" qui a généré efficacement la radiation. Ceci s'explique par le fait que, la dispersion d'ordre 3 étant positive ici, le soliton le plus rapide subit un décalage fréquentiel Raman plus important vers la longueur d'onde de dispersion nulle, comme noté dans la Réf. [4]. De ce fait, une partie plus importante du spectre du soliton recouvre la zone de dispersion anormale, ce qui favorise l'émission efficace de l'onde dispersive [2]. Ces résultats constituent la première observation expérimentale d'émission d'une onde dispersive par un soliton noir.

Intéressons nous maintenant au cas où l'impulsion contient un nombre plus important de solitons noirs, représenté sur la Fig. 2(e). Pour ce faire, le retard entre les deux impulsions initiales est augmenté

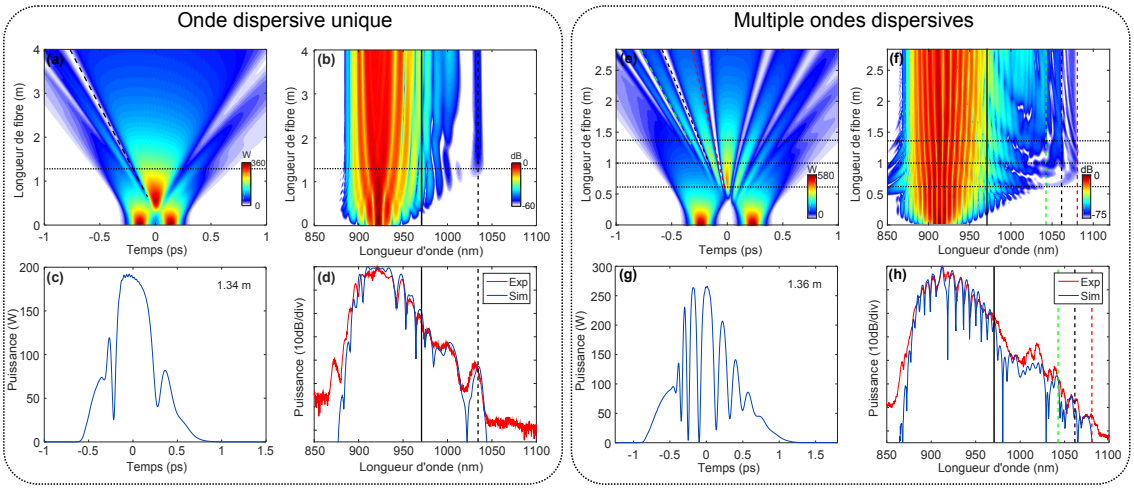

FIGURE 2 : (a,e) Simulation de l'évolution temporelle et (b,f) spectrale, en fonction de la longueur de fibre. (c,g) Profil temporel à $z = 1.34$ m. (d,h) Spectre de sortie simulé (bleu) et mesuré (rouge). Lignes verticales continues : zéro de dispersion. Lignes verticales pointillées : solutions de l'Eq. (1). (a-d) Retard de 280 fs et (e-h) de 465 fs.

et vaut maintenant 465 fs. Le profil temporal représenté sur la Fig. 2(g) montre trois solitons noirs, très courts, sur le front avant, ainsi que trois autres, plus longs, sur le front arrière de l'impulsion. Il est alors possible de déterminer la vitesse des trois solitons du front avant (en utilisant la procédure décrite ci-dessus), puis de calculer la solution de la relation d'accord de phase (1). Les trois solutions, repérées par le lignes verticales pointillées sur la Fig. 2(f), sont situées à 1038, 1058 et 1076 nm, en excellent accord avec les radiations observées en simulation numérique. La courbe rouge de la Fig. 2(g) montre le spectre de sortie de la fibre, mesuré pour un retard initial de 465 fs. Il est en excellent accord avec les résultats de simulation, en particulier concernant la localisation des trois ondes dispersives. Notons que l'efficacité de génération des ondes dispersives est d'autant plus faible qu'elles sont localisées loin de la longueur d'onde de dispersion nulle, puisque, en accord avant l'analyse précédente, elles proviennent de solitons noirs subissant moins d'effet Raman donc plus éloignés de la longueur d'onde de dispersion nulle. Il est ainsi possible, au travers de la relation d'accord de phase (1), d'associer chaque onde dispersive à un soliton noir particulier contenu dans l'impulsion.

CONCLUSION

Pour résumer, nous avons observé expérimentalement pour la première fois des ondes dispersives émises par un train de solitons noirs. La relation d'accord de phase décrivant le processus permet d'associer chaque onde dispersive à un soliton noir particulier du train. En augmentant le nombre de solitons noirs contenus dans l'impulsion, nous avons également observé expérimentalement la génération d'un continuum (non présenté ici par manque de place) semblable aux résultats numériques de la Réf. [4]. Ces résultats seront présentés à la conférence.

RÉFÉRENCES

[1] P. K. A. Wai *et al.*, *Opt. Lett.* vol. 12, 628–630, 1987.

[2] N. Akhmediev and M. Karlsson, *Phys. Rev. A* vol. 51, 2602–2607, 1995.

[3] V. V. Afanasjev *et al.*, *Opt. Lett.* vol. 21, pp. 1975–1977, 1996.

[4] C. Milián *et al.*, *Opt. Lett.* vol. 34, pp. 2096–2098, 2009.

[5] J. E. Rothenberg, *Opt. Commun.* vol. 82, pp. 107–111, 1991.

[6] K. Saitoh and M. Koshiba, *Opt. Express* vol. 13, pp. 267–274, 2005.

[7] M. Conforti and S. Trillo, *Opt. Lett.* vol. 38, pp. 3815–3818, 2013.

LASER A VERROUILLAGE DE MODES PAR ROTATION NON-LINEAIRE DE LA POLARISATION DANS DES FIBRES PM

Simon Boivinet[1, 2], Jean-Bernard Lecourt[1], Alexandre Gognau[1], Yves Hernandez[1], Andrei Fotiadi[2], Marc Wuilpart[2], Patrice Mégret[2]

[1] *Multitel, département de Photonique Appliquée, 2 rue Pierre et Marie Curie, 7000 Mons, Belgique*

[2] *Département d'Electromagnétisme et de Télécommunication, Faculté Polytechnique, Université de Mons, 7000 Mons, Belgique*

boivinet@multitel.be

RÉSUMÉ

Nous présentons l'étude d'un laser à verrouillage de modes entièrement fait de fibres à maintien de polarisation (PM). Son fonctionnement est basé sur l'utilisation de la rotation non-linéaire de la polarisation dans des fibres PM. L'impact de différents paramètres tels que l'état de polarisation ou la longueur de la cavité sur l'obtention et le fonctionnement du régime impulsionnel a été étudié. Le laser fonctionne à une longueur d'onde centrale de 1030 nm et émet des impulsions picosecondes (4,3-10 ps) à des fréquences de répétition variant de 1 MHz à 4 MHz. La dynamique du régime de verrouillage de modes a été simulée par la résolution des équations de Schrödinger non-linéaires couplées. Les résultats numériques obtenus permettent une meilleure compréhension du régime de verrouillage de modes pour cette cavité laser au design particulier.

MOTS-CLEFS : *laser ; fibre ; verrouillage de modes ; polarisation* .

1. INTRODUCTION

Les lasers à verrouillage de modes sont couramment utilisés dans le micro-usinage de haute précision. Cette application requière dans la plupart des cas, des impulsions ultra-courtes (<10 ps) à des taux de répétition inférieurs à quelques MHz. Les lasers fibrés à verrouillage de modes générant des impulsions ultra-brèves fonctionnent généralement à des taux de répétition supérieurs à 20 MHz. Dans le cadre de cette application, un pulse-picker est alors nécessaire pour abaisser le taux de répétition. Différentes configurations de laser à verrouillage de modes entièrement fibrées à des taux de répétition faibles (quelques MHz) ont été développées [1-3]. Néanmoins, la grande longueur de fibre optique requise pour abaisser le taux de répétition induit une dispersion chromatique conséquente. C'est pourquoi ces lasers génèrent souvent des impulsions dont la durée est comprise entre quelques dizaines de picosecondes et quelques nanosecondes. Lorsque cela est possible, un compresseur d'impulsion est alors utilisé pour avoir des durées d'impulsion inférieures à 10 ps.

Dans cette étude, nous proposons une méthode pour verrouiller en phase les modes d'un laser à fibre délivrant des impulsions ultra-courtes à un taux de répétition faible. Cette méthode a été introduite pour la première fois par Nielsen et al [4]. Elle est basée sur un miroir non-linéaire utilisant la rotation non-linéaire de la polarisation dans des fibres à maintien de polarisation (PM). Ce miroir se compose d'un polariseur, d'un long tronçon de fibre PM et d'un miroir de Faraday (MF). Dans nos travaux antérieurs [5], la reproductibilité avait été améliorée grâce à l'utilisation d'un polariseur hors-axe. Récemment, une méthode pour rendre l'auto-démarrage du laser plus fiable a été démontrée ; elle utilise un composant PM qui contrôle l'état de polarisation en entrée du miroir non-linéaire [6]. Dans cette étude, nous présentons le fonctionnement du laser lorsque nous faisons varier les propriétés de la cavité. De plus, des travaux numériques basés sur la résolution des équations de Schrödinger non-linéaires couplées nous ont permis une meilleure compréhension du régime de verrouillage de modes.

2. CONFIGURATION EXPERIMENTALE & MODEL NUMERIQUE

Le schéma général du laser est représenté sur la figure 1. Le laser est basé sur une cavité Fabry-Perot entièrement faite de fibre PM standard (diamètre du mode égal à 6,9 µm à 1030 nm et biréfringence de 3,8 x 10^{-4}). Plusieurs configurations expérimentales ont été étudiées pour lesquelles l'un des miroirs de la cavité est composé soit d'un circulateur rebouclé sur lui-même avec un filtre passe bande (FPB), soit un réseau de Bragg fibré (FBG) chirpé induisant une dispersion chromatique de 10 ps/nm. Quelle que soit la configuration de ce miroir, la longueur d'onde centrale est 1030 nm et la largeur spectrale à mi-hauteur est 1,7 nm. Le second miroir de la cavité est un miroir non-linéaire. Il se compose d'un polariseur hors-axe dont l'angle d'injection peut être modifié, d'un long tronçon de fibre PM de longueur variable (20 - 100 m) et d'un MF. Le milieu amplificateur est un court tronçon de fibre fortement dopée Ytterbium pompée via un multiplexeur par une diode laser émettant à 976 nm. Le signal de sortie est prélevé avec un coupleur 2 x 2 avec un taux d'extraction de 10%. Le multiplexeur et le coupleur sont reliés par un tronçon de fibre PM de longueur variable comprise entre 2 et 50 m. Ce tronçon de fibre permet de changer les propriétés de l'impulsion (durée, largeur spectrale) qui entre dans le miroir non-linéaire.

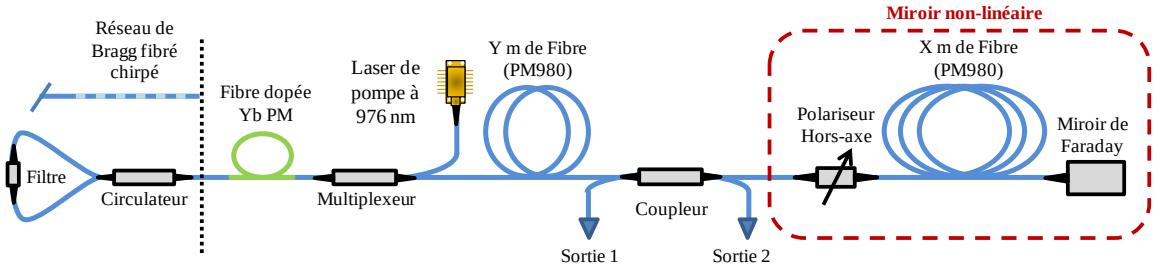

Fig. 1 : Schéma de la cavité laser.

Une modélisation numérique du laser fonctionnant en régime impulsionnel a été effectuée afin d'obtenir une meilleur compréhension de sa dynamique. Ces travaux sont basés sur la résolution des équations de Schrödinger non-linéaires couplées qui permettent de modéliser la propagation de l'impulsion le long de la cavité [7].

3. RESULTATS

Différentes études ont été menées afin de déterminer les limites de fonctionnement du verrouillage en phase des modes dans cette cavité. Pour cela nous avons fait varier la longueur de la fibre optique en différents points de la cavité et l'angle d'injection du polariseur hors-axe. Pour toutes ces différentes configurations, la dynamique de démarrage du régime à verrouillage de modes est la même que précédemment [5]. De plus, toutes les configurations lasers ont permis d'obtenir un train d'impulsions stable (variation de la puissance moyenne inférieur à 5%) en régime picoseconde (4,3 - 10 ps) à des taux de répétition compris entre 1 MHz et 4 MHz.

Tout d'abord, nous avons fait varier la longueur du tronçon de fibre PM situé dans le miroir non-linéaire. Cela permet de changer le taux de répétition tout en conservant le reste de la cavité. Nous avons montré que l'énergie par impulsion diminue lorsque le taux de répétition diminue. L'étude numérique nous a permis de prouver que la diminution de l'énergie par impulsion est due à la diminution de la puissance crête requise pour saturer le miroir non-linéaire. Bien que nous soyons limités expérimentalement à des taux de répétition compris entre 3,4 MHz et 1 MHz, l'étude numérique semble montrer que le taux de répétition peut être diminué jusqu'à 660 kHz tout en conservant une durée inférieure à 6 ps.

Ensuite les longueurs de fibres PM situées avant le miroir non-linéaire et dans le miroir non-linéaire ont été modifiées tout en conservant une longueur totale de cavité de 100 m. Au travers de cette étude nous avons mis en évidence qu'une augmentation de la longueur du tronçon de fibre avant le miroir non-linéaire engendrait un accroissement de l'énergie par impulsion (voir figure 2.a). Des impulsions ayant des durées de 4,3 ps à un taux de répétition de 1 MHz ont été démontrées

pour une longueur de 10 m de fibre avant le miroir non-linéaire et une longueur de fibre de 90 m dans le miroir non-linéaire (voire figure 2.b). De plus nous avons observé qu'au delà de 50 m de fibre avant l'absorbant saturable, aucun régime à verrouillage de mode ne peut être obtenu.

Enfin l'impact de l'angle d'injection du polariseur hors-axe sur le régime de verrouillage de modes a été étudié. La cavité délivre des impulsions de forme variable à un taux de répétition de 3,7 MHz en régime de dispersion normale. Les impulsions peuvent être mises en forme via l'ajustement de la puissance de pompe et de l'angle d'injection du polariseur hors-axe (voire figure 2.c). Une étude numérique de cette cavité a permis de montrer que l'évolution de la forme de l'impulsion est régie par l'interaction entre l'énergie de l'impulsion et la réponse non-monotone du miroir non-linéaire.

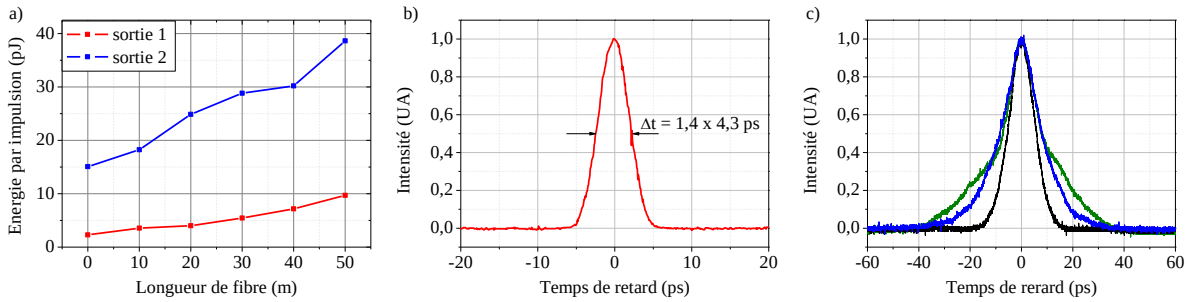

Fig. 2 : a) Evolution de l'énergie par impulsion en fonction de la longueur de la fibre avant le miroir non-linéaire pour un laser fonctionnant à 1 MHz ; b) trace d'autocorrélation pour un laser fonctionnant à 1 MHz ; c) trace d'autocorrélation pour différentes valeurs de pompe et d'angles d'injection pour un même laser fonctionnant à 3.7 MHz.

CONCLUSION

Dans cette étude, nous avons montré que ce design de cavité laser à verrouillage de modes présente une dynamique très riche. De plus, ce laser est une solution compacte et robuste pour obtenir des impulsions picosecondes à des taux de répétition de l'ordre du MHz.

RÉFÉRENCES

[1] S.M. Kobtsev, S.V. Kukarin, and Y.S. Fedotov, "Ultra-low repetition rate mode-locked fiber laser with high-energy pulses," Opt. Express 16, pp. 21936-21941, 2008.

[2] M. Baumgartl, J. Abreu-Afonso, A. Díez, M. Rothhardt, J. Limpert and A. Tünnermann, "Environmentally stable picoseconds Yb fiber laser with low repetition rate," Applied Physics B 111, pp. 39-43, 2013.

[3] M. Erkintalo, C. Aguergaray, A. Runge, and N.G.R. Broderick, "Environmentally stable all-PM all-fiber giant chirp oscillator," Opt. Express 20, pp. 22669-22674, 2012.

[4] C. K. Nielsen and S. R. Keiding, "All-fiber mode-locked fiber laser," Opt. Let., 32, pp. 1474-1476, 2007.

[5] S. Boivinet, J.-B. Lecourt, Y. Hernandez, A.A. Fotiadi, M. Wuilpart and P. Megret, "All-Fiber 1- µm PM Mode-Lock Laser Delivering Picosecond Pulses at Sub-MHz Repetition Rate," Photonics Technology Letters 26, pp. 2256-2259, 2014.

[6] S. Boivinet, Y. Hernandez, J.B. Lecourt, M. Wuilpart, A. Fotiadi, and P. Mégret," 547 kHz repetition rate all-fiber mode-locked laser delivering picoseconds pulse at 1 µm wavelength," in Advanced Solid State Lasers, ATh2A.26, 2015.

[7] C. K. Nielsen, "Mode Locked Fiber Lasers: Theorical and Experimental Developments," PhD thesis, University of Aarhus, Department of Physics and Astronomy, Aarhus, Denmark, 2006.