

2011 Optique *
Marseille

COLOQ - HORIZONS - JNCO - JNOG

Marseille,

4-7 juillet 2011

Recueil des communications

JNOG

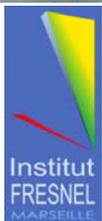


TABLE DES MATIERES

Lundi 4 juillet 2011

13:30 - Plénière 1

Grand Amphi

14:00	L'utilisation de la lumière lente dans les capteurs à fibres <i>M. Digonnet</i> Stanford University.....	1
15:00	Microscopie tomographique diffractive : vers une imagerie quantitative tridimensionnelle haute résolution <i>G. Maire</i> Institut Fresnel.....	4
15:30	Lasers à fibres cristallines pompés par diodes <i>F. Balembois, I. Martial, D. Sangla, X. Délen, Y. Zaouter, E. Mottay, F. Druon, P. Georges, K. Lebbou, A. Brenier, O. Tillement, N. Aubry, J. Didierjean, D. Perrodin et J.-M. Fourmigué</i> Laboratoire Charles Fabry.....	5

16:30 - JNOG_1 : Amplificateurs et lasers

Amphi Sciences Naturelles

16:30	Sources lasers bleues haute puissance à fibre dopée ytterbium en régimes continu et pulsé <i>R. Dubrasquet, S. Lugan, A. Crawford, J. Boulet, N. Traynor, R. Bello-Doua et E. Cormier</i> Celia Université Bordeaux 1.....	8
16:45	Laser à fibre femtoseconde délivrant 500 nJ à 976 nm <i>J. Lhermite, G. Machinet, C. Lecaplain, R. Royon, A. Hideur et E. Cormier</i> CELIA Université Bordeaux 1.....	11
17:00	Réalisation d'un laser à fibre dopée Ytterbium de forte puissance moyenne délivrant des impulsions de 22 ps à 40 MHz <i>P. Deslandes, D. Sangla, J. Saby, F. Salin et E. Freysz</i> Université de Bordeaux, LOMA.....	14
17:15	Combinaison cohérente d'amplificateurs à fibres en régime femtoseconde <i>L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, E. Mottay, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon et P. Georges</i> Laboratoire Charles Fabry.....	17
17:30	Cavité à réseaux de Bragg pour les lasers à fibre monomodes de haute puissance <i>L. Lablonde, O. Rabine, K. Ylä-Jarkko, A. Salokatve, T. Robin et B. Cadier</i> iXFiber SAS.....	20
17:45	Impact de la saturation du gain d'un amplificateur optique à semiconducteurs utilisé pour l'amplification 'booster' du réseaux d'accès sur la qualité du signal optique <i>M.N. Ngo, Q. Deniel, N. Genay et D. Erasme</i> COMELÉC, TELECOM ParisTech.....	23
18:00	Lumière lente et rapide par oscillations cohérentes de population dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs <i>P. Berger, J. Bourderionnet, F. Bretenaker, D. Dolfi et M. Alouini</i> Institut de Physique de Rennes.....	26
18:15	Caractérisation spectrale d'un laser à fibre de puissance, monofréquence et de faible largeur de raie émettant à 780 nm pour des applications de refroidissement d'atomes par laser <i>A. Mugnier, E. Le Mercier, R. Lebreff, M. Jacquemet et D. Pureur</i> QUANTEL.....	29

Mardi 5 juillet 2011

8:30 - JNOG_2 : Nanophotonique

Amphi Sciences Naturelles

8:30	Assemblage évanescant de nanocavités à cristaux photoniques <i>B. Cluzel, K. Foubert, D. Peyrade, E. Picard, E. Hadji et F. De Fornel</i> Université de Bourgogne.....	32
9:00	Couplage entre une membrane à cristaux photoniques en matériaux III-V et une fibre micro-lentillée : Simulations et mesures <i>T.N. Nguyen, K. Lengle, A. Akrouf, P. Rochard, L. Bramerie, M. Gay, M. Thual, S. Malaguti, A. Armaroli, G. Bellanca, S. Trillo, S. Combrié, P. Colman, G. Lehoucq et A. De Rossi</i> CNRS FOTON.....	35

9:15	Expressions analytiques pour les coefficients de diffusion à l'interface entre deux milieux périodiques <i>W. Smigaj, P. Lalanne, J. Yang, T. Paul, C. Rockstuhl et F. Lederer</i> LCF, Institut d'Optique	38
9:30	Génération d'impulsions à une fréquence de répétition de ~100 GHz à l'aide de lasers à verrouillage de modes passif à base de bâtonnets quantiques émettant à 1,55 μm <i>R. Rosales, K. Merghem, A. Martinez et A. Ramdane</i> CNRS LPN	41
9:45	Source de photons uniques annoncés à base de cristaux photoniques non linéaires 2D <i>M. Lazouf, A. Boudrioua, L.M. Simohamed, A. Fischer et L.-H. Peng</i> Université Paris 13	44

10:30 - Posters

Patio

13:30 - Industrie

Amphi Sciences Naturelles

13:30 - Rencontres pédagogiques - Table ronde

Amphi Charve

16:00 - Plénière 2 + Lauréat(e)s des prix de la SFO

Grand Amphi

16:00	Sonder le fonctionnement cellulaire à l'aide de l'imagerie de nanoparticules dopées aux terres rares <i>A. Alexandrou</i> Lab d'Optique et Biosciences	47
-------	---	----

Mercredi 6 juillet 2011

8:30 - JNOG_3 : Systèmes et réseaux de télécommunications

Amphi Sciences Naturelles

8:30	NG-PON à 40 Gb/s utilisant une accordabilité en longueur d'onde du récepteur ou de l'émetteur <i>F. Raharimanitra, P. Chanclou, A. Lebreton et R. Murano</i> Orange Labs, France Telecom	49
8:45	Double régénération tout-optique du profil temporel et de l'état de polarisation d'un signal télécom à 40 Gbit/s <i>P. Morin, J. Fatome, C. Finot, S. Pitois, C.-H. Hage, V. Tissot, R. Claveau et G. Millot</i> Laboratoire ICB	52
9:00	Approche multi-bandes pour la transmission WDM longue distance à 100 Gbps de signaux OFDM cohérents multiplexés en polarisation <i>J. Karaki, E. Pincemin, Y. Jaouen, R. Le Bidan et T. Guillossou</i> Télécom ParisTech	55
9:15	Transmission Optique Multiplexée en Mode à 2x100Gb/s sur 40km de Fibre Prototype Légèrement Multimodale <i>C. Koebele, M. Salsi, D. Sperti, A. Boutin, P. Sillard, S. Bigo et G. Charlet</i> Alcatel-Lucent Bell Labs	58
9:30	Démonstration expérimentale d'un réseau optique cross-layer reconfigurable <i>C. Ware, C. Lai, D. Brunina, W. Zhang, A. Garg, B. Bathula et K. Bergman</i> Columbia University	61

10:30 - JNOG_4 : Instrumentations, Capteurs, Hyperfréquences

Amphi Sciences Naturelles

10:30	Capteur optofluidique à base de micro-résonateurs en polymères pour la biodétection sans marqueur fluorescent <i>C. Delezoidé, M. Salsac, J. Lautru, J. Zyss, I. Ledoux-Rak et C.T. Nguyen</i> LPQM - ENS Cachan	64
10:45	Filtre spectral indépendant à la polarisation à base de réseaux résonants 1D croisés <i>K. Chan-Shin-Yu, P. Arguel, A.-L. Fehrembach, A. Monmayrant, S. Bonnefont, A. Sentenac et O. Gauthier-Lafaye</i> LAAS-CNRS	67

11:00	Capteur distribué à fibre optique à haute résolution utilisant l'effet Brillouin et la technique DPSK <i>M.W. Lee, B. Stiller, J. Hauden, H. Maillotte, L. Thévenaz et T. Sylvestre</i> Institut FEMTO-ST	70
11:15	Déport par fibre optique d'impulsions femtosecondes de durée record égale à 17,8 fs à 820 nm <i>C. Lefort, M. Kalashyan, T. Mansuryan, L. Mouradian, A. Barthélémy et F. Louradour</i> XLIM, UMR CNRS 6172	73
11:30	Laser à fibre DFB pour la génération de signaux hyperfréquence <i>J. Maxin, S. Molin, G. Pillet, L. Morvan, A. Mugnier, D. Pureur et D. Dolfi</i> Thales Research and Technology	76

13:30 - Posters
Patio

16:00 - Plénière 3
Grand Amphi

16:00	Impulsions attosecondes et optique extrêmement non-linéaire <i>Y. Mairesse</i> CELIA	79
17:00	Le projet ILE APOLLON 10PW : Avancées sur les cristaux de Titane Saphir et de LBO <i>J.P. Chambaret</i> ILE (Institut de Lumière Extrême	82
17:30	Cavity Optomechanics: Back-action cooling of mechanical oscillators <i>T. Kippenberg</i> EPFL	83

Jeudi 7 juillet 2011

8:30 - JNOG_5 : Effets nonlinéaires
Amphi Sciences Naturelles

8:30	Propagation d'ondes incohérentes dans une fibre optique monomode : évolution irréversible du spectre optique <i>P. Suret, A. Picozzi et S. Randoux</i> PHLAM	84
8:45	Amélioration du mélange à quatre ondes dans des guides à cristaux photoniques en GaInP dans un régime de lumière lente et évaluation des transmission à 40 Gbit/s <i>K. Lengle, L. Bramerie, M. Gay, J.C. Simon, S. Combrié, P. Colman et A. De Rossi</i> Université européenne de Bretagne	87
9:00	Mélange à quatre ondes dans une fibre optique à coeur suspendu en verre de chalcogenure AsSe très fortement non-linéaire <i>S.D. Le, D.M. Nguyen, M. Thual, L. Bramerie, M. Costa E Silva, K. Lengle, M. Gay, T. Chartier, L. Brilland, D. Méchin, P. Toupin et J. Troles</i> Université européenne de Bretagne	90
9:15	Instabilité modulationnelle dans une fibre optique présentant un profil périodique de dispersion <i>M. Droques, A. Kudlinski, G. Bouwmans, L. Bigot, B. Barviau et A. Mussot</i> PhLAM/IRCICA, Université Lille1	93
9:30	Étude théorique et expérimentale de l'influence de la dispersion d'ordre 3 sur l'instabilité de modulation dissipative <i>F. Leo, A. Mussot, P. Kockaert, P. Emplit, M. Haelterman et M. Taki</i> OPERA-photonique, ULB CP 194/5	96

10:30 - JNOG_6 : Fibres optiques microstructurées
Amphi Sciences Naturelles

10:30	Source de lumière UV générée par microplasma microonde dans des guides d'onde à coeur creux <i>B. Debord, R. Jamier, F. Gérôme, C. Boisse-Laporte, P. Leprince, O. Leroy, J.-M. Blondy et F. Benabid</i> Institut de recherche XLIM	99
10:45	Caractérisation structurelle répartie à l'échelle nanométrique d'une fibre optique microstructurée par résonance acoustique et mode hybride <i>P. Szriftgiser, A. Kudlinski, D. Bacquet, G. Bouwmans, M. Dossou, J.-C. Beugnot et V. Laude</i> Laboratoire PhLAM/CNRS	102

11:00	Interet de l'Hétéro-Structuration de la gaine dans les fibres toutes solides à Bande Interdite Photonique pour la suppression des Modes d'ordres supérieurs. <i>A. Baz, L. Bigot, G. Bouwmans et Y. Quiquempois</i> PhLAM/IRCICA	105
11:15	Utilisation de fibres à bande interdite photonique 2D pour la stabilisation thermique d'un oscillateur opto-électronique. <i>G. Beck, L. Bigot, G. Bouwmans, A. Kudlinski, M. Douay et J.-P. Vilcot</i> PhLAM/IRCICA	108
11:30	Amplification à haute énergie par une fibre souple microstructurée dopée ytterbium d'impulsions mises en forme temporellement dans la gamme nanoseconde <i>L. Lago, A. Mussot, M. Douay et E. Hugonot</i> CEA CESTA	111

13:30 - Plénière 4 Grand Amphi

13:30	Taming light and heat at the nanoscale: Applications to biosciences <i>R. Quidant</i> ICFO	114
14:00	Plasmonique quantique avec un nanodiamant fluorescent <i>S. Huant</i> Institut Néel	115
14:30	Puces à atomes et cavités fibrés : Un laboratoire quantique miniaturisé <i>J. Reichel</i> Lab. Kastler Brossel	116
15:00	La Fluorine dopée Ytterbium : un système cristallin atypique pour les lasers à impulsions brèves et les amplificateurs de très forte puissance <i>P. Camy, A. Braud, J.L. Doualan, A. Benayad, V. Ménard, G. Brasse, R. Moncorgé, F. Druon, P. Georges, S. Ricaud, D. Papadopoulos, A. Courjaud, E. Mottay et M. Siebold</i> CIMAP-ENSICAEN	117

Sessions affiches

JNOG - Posters

P134	Autocollimation mésoscopique et focalisation de la lumière dans des cristaux photoniques <i>J. Arlandis, E. Centeno, R. Pollès, A. Moreau, J. Campos, A. Monmayrant, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont et F. Lozes-Dupuy</i> Université Blaise Pascal	119
P135	Utilisation de l'amplification Raman sur une liaison tout-optique de 10 km pour les observatoires de fond de mer <i>F. Audo, S. Perhirin, M. Guegan, V. Quintard, A. Pérennou et Y. Auffret</i> ENIB	122
P136	Contrôle du taux de répétition dans un laser à fibre microstructurée hybride <i>F. Bahloul, T. Ennejah, M. Salhi et R. Attia</i> Ecole Polytechnique de Tunisie	125
P137	Métamatériaux à base de nano-guides métalliques comme lames anisotropes <i>F. Baida, M. Boutria, R. Oussaid et D. Van Labecke</i> FEMTO-ST	128
P138	Optimisation du modèle d'un laser analogique DFB pour des transmissions AMOOFDM pour les réseaux PON <i>T. Barry, C. Aupetit-Berthelemot, M.F. Sanya, B. Ftaich-Frigui, T. Anfray et J.P. Cancès</i> XLIM Dpt.C2S2 UMR-CNRS 6172	131
P139	Etude numérique du transfert d'énergie entre solitons et ondes dispersives <i>B. Barviau, O. Vanvincq, A. Kudlinski et A. Mussot</i> PhLAM/IRCICA, Université Lille1	134
P140	Fibre à coeur creux pour le transport d'énergie multi-mJ <i>B. Beaudou, F. Jérôme, G. Gaborel, G. Humbert, J.-L. Auguste, Y. Cheng, J.-M. Blondy et F. Benabid</i> Institut de recherche XLIM	137
P141	Source accordable en longueur d'onde pour le démultiplexage à haute cadence de capteurs à réseaux de Bragg <i>M. Ben Abdallah, G. Laffont, N. Roussel et P. Ferdinand</i> CEA LIST	140
P142	Etude des différents régimes de fonctionnement d'un amplificateur paramétrique à fibre d'impulsions à dérive de fréquence <i>D. Bigourd, L. Lago, A. Kudlinski, E. Hugonnot et A. Mussot</i> PhLAM, IRCICA	143
P143	Signature spectroscopique d'une cristallisation de phosphate dans une préforme de fibre optique dopée erbium <i>W. Blanc, R. Peretti, A.-M. Jurdyc, B. Jacquier et B. Dussardier</i> LPMC UMR 6622	146
P144	Hologramme actif en cavité distribuée : traitement couplonique <i>Y. Boucher, F. Bentivegna et D. Moussa Djama</i> RESO - ENIB - UEB	149
P145	Etude d'un interféromètre Fabry-Pérot inversé constitué d'un réseau de nano-résonateurs métalliques <i>P. Boyer, D. Charraut et D. Van Labecke</i> FEMTO-ST	152
P146	Blocs d'extraction de labels codés en CDMA optique <i>H. Brahmi, M. Menif et D. Erasme</i> COMELEC, TELECOM ParisTech	155
P147	Conception de flip-flop tout-optique en utilisant des portes Ou-Exclusif <i>H. Brahmi, M. Menif, M. Bougioukos et D. Erasme</i> COMELEC, TELECOM ParisTech	158
P148	Réseaux de guides photo-induits à constante de couplage ajustable <i>C. Ciret, T. Mengis, V. Coda et G. Montemezzani</i> LMOPS	161
P149	Diode laser organique en microcavité verticale à miroirs diélectriques multicouches à volume modal contrôlé <i>A. Coens, M. Chakaroun, N. Fabre, A. Fischer, A. Boudrioua, A. Giacometti, S. Bouchoule et B. Geffroy</i> Lab. de Physique des Lasers LPL	164
P150	Caractérisation d'un spectromètre par transformée de Fourier compact en optique intégrée <i>A. Creux, A. Morand, P. Benech, B. Martin, G. Grosa, E. Le Coarer et P. Kern</i> IMEP-LAHC	167
P151	Conception d'une fibre microstructurée entièrement solide à très grande surface modale pour les sources lasers monomodes de puissance <i>R. Dauliat, D. Gaponov, P. Roy, K. Schuster, S. Grimm et S. Fevrier</i> Laboratoire Xlim, UMR 6172 CNRS,	170
P152	Capteur de température et Spectromètre Infrarouge de haute résolution à base d'interféromètre intégré (SWIFTS) <i>M. De Mengin Poirier, F. Thomas, S. Heidmann, G. Martin et E. Le Coarer</i> IPAG	173

P153	Observation en champ proche optique de la propagation d'un faisceau gaussien dans un cristal photonique présentant un effet superprisme <i>J. Dellinger</i> Université de Bourgogne	176
P154	Fibres lasers dopées ytterbium: une étude structurale <i>T. Deschamps, N. Ollier, T. Charpentier, H. Vezin et C. Gonnet</i> LSI	179
P155	Effets nonlinéaires au sein de fibres microstructurées à coeur suspendu en chalcogénure : expériences et simulations <i>M. Duhant, T.-N. Nguyen, W. Renard, G. Canat, A. Bétourné, L. Brilland, F. Smektala, Q. Coulombier, J. Troles et G. Renversez</i> Institut Fresnel et AMU	182
P156	étude théorique de la résonance dans le proche infrarouge d'une nano-antenne (bowtie) métallique. <i>A. El Eter, T. Grosjean, P. Boyer, D. Charraut et F. Baida</i> FEMTO-ST	185
P157	Sources optiques picosecondes entièrement fibrées cadencées à 20 GHz et 40 GHz <i>I. El Mansouri, J. Fatome, S. Pitois, C. Finot et M. Lintz</i> Laboratoire ICB	188
P158	Filtrage spectral agile dans l'infrarouge moyen à base de réseaux métalliques sub-longueur d'onde. <i>T. Estruch, S. Derelle, J. Jaeck, R. Haïdar et J. Primot</i> ONERA - The French Aerospace Lab	191
P159	Verrouillage actif des modes longitudinaux d'un laser à fibre à l'aide d'un micro-miroir déformable <i>M. Fabert, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, P. Blondy et A. Crunteanu</i> Xlim, UMR CNRS 6172	194
P160	Extension d'un supercontinuum infrarouge dans une fibre chalcogénure AS2S3 coeur suspendu pompée par un gaz de solitons <i>J. Fatome, B. Kibler, M. El-Amraoui, J.-C. Jules, G. Gadret, F. Désévéday et F. Smektala</i> Laboratoire ICB UMR 5209 CNRS-UB	197
P161	Filtres à réseaux résonnants: performances expérimentales et influence des imperfections <i>A.-L. Fehrembach, F. Lemarchand, A. Sentenac, O. Boyko, A. Talneau, P. Arguel, S. Bonnefont, K. Chan-Shin-Yu, O. Gauthier-Lafaye, S. Hernandez, F. Lozes-Dupuy et A. Monmayrant</i> Institut Fresnel	200
P162	Simulation statistique des propriétés de cohérence d'un laser à fibre et de ses manifestations non-linéaires en optique guidée <i>A. Fernandez, P. Beauré D'Augères, S. Balac, F. Ginovart, T. Chartier, A. Mugnier et D. Pureur</i> CNRS Foton (UMR 6082)	203
P163	Excitation par couplage évanescent de plasmons de surface localisés sur guide SOI <i>M. Février, A. Aassime, P. Gogol, A. Bondi, R. Megy, P. Beauvillain, C. Delacour, A. Tchelnokov, J.-M. Lourtioz et B. Dagens</i> IEF	206
P164	Couplage de nanocristaux à des structures plasmoniques autoassemblées <i>H. Frederich, F. Wen, J. Laverdant, L. Coolen, C. Schwob, C. Javaux, B. Dubertret et A. Maître</i> INSP	209
P165	Laser à semiconducteur à cavité-externe compacte monofréquence à bas bruit de forte puissance accordable pour applications photoniques <i>A. Garnache</i> Institut d'Electronique du Sud	212
P166	Caractérisation de la réponse spectrale d'une OLED au sein d'un cristal photonique : Vers la diode laser organique <i>F. Gourdon, N. Fabre, M. Chakaroun, A. Fischer, A. Boudrioua, J. Solard, A. Giacometti, S. Bouchoule, E. Cambril et B. Geffroy</i> Lab. de Physique des Lasers LPL	215
P167	Contrôle de la dérive de fréquence dans les lasers DFB à puits quantiques rétroactionnés optiquement <i>F. Grillo, J.-G. Provost, K. Kechaou, D. Erasme et B. Thedrez</i> INSA FOTON/TELECOM PARISTECH	218
P168	Dispositif fibré pour la détection de faibles fluctuations d'intensité d'impulsions ultracourtes <i>C.-H. Hage, B. Kibler et C. Finot</i> Laboratoire ICB	221
P169	Etude comparative des propriétés physiques des nanomatériaux semi-conducteurs ZnSe et CdSe dispersés dans le polymère PMMA <i>S. Halimi, A. Chaieb, M. Sebais, O. Halimi, B. Boudine et A. Boudrioua</i> Université Mohamed Sadek Ben Yah	224
P170	Génération d'une onde Stokes du second ordre et effet laser dans une fibre optique à coeur suspendu en verre de chalcogénure AsSe <i>K. Hey Tow, P. Besnard, L. Brilland, P. Toupin, J. Troles, D. Méchin et D. Tregoaat</i> CNRS, UMR 6082 FOTON	227
P171	Intégration de nanotubes et nanofils organiques sur puce : Propagation sub-longueur d'onde <i>N. Huby, J.-L. Duvaill, D. Duval, D. Pluchon, A. Carré et B. Bèche</i> Institut de Physique de Rennes	230

P172	Modélisation d'un laser modulateur intégré à modulation duale (D-EML) <i>K. Kechaou, D. Erasme, B. Thedrez, F. Grillot, G. Aubin et C. Kazmierski</i> TELECOM PARISTECH	233
P173	Performances des SOA sur une large bande passante optique dans un système de transmission optique CO-OFDM <i>H. Khaleghi, P. Morel, A. Sharaiha, T. Rampone et M. Guegan</i> UEB, ENIB	236
P174	Dépendance en température de la longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre micro-structurée <i>A. Kudlinski, R. Habert, G. Beck, L. Bigot et A. Mussot</i> PhLAM, IRCICA	239
P175	Impact des fluctuations d'intensité des sources supercontinuum blanches sur la qualité des images en microscopie de fluorescence <i>D. Labat, A. Mussot, B. Barviau, A. Leray, C. Spriet, L. Héliot et A. Kudlinski</i> PhLAM/IRCICA, Université Lille1	242
P176	Amplification à haute énergie dans une fibre à bande interdite photonique dopée ytterbium <i>L. Lago, L. Lavoute, S. Fevrier, D. Gaponov, M.E. Likhachev, J.C. Chanteloup, D. Penninckx, M. Douay, A. Mussot, E. Hugonnot et E. Cormier</i> CEA CESTA	245
P177	Amplificateur à fibre monomode dopée Yb³⁺ pour la génération de seconde harmonique à 489nm <i>M. Laroche, C. Bartolacci, B. Cadier, H. Gilles, S. Girard, L. Lablonde et T. Robin</i> Laboratoire CIMAP	248
P178	Propriétés optiques d'une fibre micro-structurée dopée avec des nanoparticules d'or <i>A. Le Rouge, L. Bigot, H. El Hamzaoui, F. Chassagneux, G. Bouwmans, B. Capoen et M. Bouazaoui</i> PhLAM/IRCICA	251
P179	Jet photonique en sortie d'un guide d'onde : de nouvelles perspectives <i>S. Lecler, H. Halaq, Y. Takakura, P. Gérard, B. Bayard, S. Robert et B. Sauviac</i> Université de Strasbourg - InESS	254
P180	Effets d'une faible contre-réaction optique sur des lasers à fibre DFB pour applications capteurs <i>Y. Léguillon, K. Hey Tow, A. Mugnier, D. Pureur, P. Besnard et M. Doisy</i> Thales Underwater Systems	257
P181	Analyse des propriétés effectives d'un multicouche périodique: application aux métamatériaux <i>Y. Liu, S. Guenneau et B. Gralak</i> Institut Fresnel - CNRS UMR 6133	260
P182	Combinaison cohérente d'amplificateurs à fibre en régime 100-ns <i>L. Lombard, A. Azarian, K. Cadoret, P. Bourdon, D. Goular, G. Canat, V. Jolivet, Y. Jaouen et O. Vasseur</i> ONERA	263
P183	Laser à fibre dopé Yb émettant à 976nm pour le pompage forte brillance d'un cristal Yb:CaF₂ <i>G. Machinet, J. Lhermite, D. Descamps, G. Andriukatis, A. Pugzlys, A. Baltuska et E. Cormier</i> CELIA Université Bordeaux 1	266
P184	Le problème du temps de relaxation et de la profondeur de modulation d'un absorbant saturable pour verrouiller en phase efficacement un laser à fibre de puissance <i>G. Martel</i> UMR 6614 CORIA	269
P185	Contrôle spatial sub-longueur d'onde de la distribution du champ électromagnétique grâce à un mode guidée dans des nanostructures métalliques <i>A. Ndao, Q. Vagne, J. Salvi et F. Baida</i> FEMTO-ST	272
P186	Synthèse multi-diélectrique pour une exaltation optique géante <i>C. Ndiaye, M. Zerrad, F. Lemarchand, D. Ausserré et C. Amra</i> Institut Fresnel	275
P187	Investigation du mélange à quatre ondes et application à la mesure simultanée de la dispersion et du coefficient Kerr sur des fibres en verres de chalcogénures <i>D.M. Nguyen, S.D. Le, T. Chartier et M. Thual</i> Université européenne de Bretagne	277
P188	Interrogation par interférométrie en lumière incohérente de réseaux de Bragg à traits inclinés pour des applications capteurs <i>A.-F. Obaton, C. Wang, G. Laffont, P. Ferdinand et J. Dubard</i> LNE	280
P189	Coupleur directionnel actif en niobate de lithium fonctionnant à la longueur d'onde de 2050 nm <i>Y. Pawela, N. Grossard, F. Le Mounier, F. Gibert et J. Hauden</i> Photline Technologies	283
P190	Résultats sur la correction de point de fonctionnement de modulateurs électro-optique par laser femtoseconde <i>Y. Pawela, N. Grossard, P.-A. Lacourt et J. Hauden</i> Photline Technologies	286

P191	Modélisation d'un laser à fibre émettant à 800 nm <i>P. Peterka, I. Kasik, B. Dussardier et W. Blanc</i> LPMC UMR 6622	289
P192	Etude des caustiques associées aux modes de galerie dans les micro-résonateurs sphériques. <i>D. Pluchon, N. Huby et B. Bêche</i> Institut de Physique de Rennes	292
P193	Micro-fluidique et photo-lithographie : réalisation de micro-résonateurs 2D et 3D organiques en photonique intégrée <i>D. Pluchon, N. Huby, H. Lhermite, A. Moréac, E. Gaviot, P. Panizza et B. Bêche</i> Institut de Physique de Rennes	294
P194	Génération d'un continuum de lumière noire dans une fibre optique microstructurée avec un laser ultraviolet <i>A. Ragueh, M.W. Lee, B. Stiller, B. Barviau, A. Mussot, A. Kudlinski et T. Sylvestre</i> Institut FEMTO-ST	297
P195	Réalisation d'un laser à verrouillage de modes par SESAM à 1960 nm <i>W. Renard, G. Canat, M. Lefebvre et P. Bourdon</i> Onera - The French Aerospace Lab	300
P196	Luminescence d'une fibre nanocomposite SiO₂/ZrO₂ sous excitation UV <i>C. Restoin, G. Brasse, Y. Ouerdane, G. Granger et J.-M. Blondy</i> XLIM	303
P197	Cristaux photoniques non-lineaires sur Niobate de Lithium : Applications aux sources lasers multi-longueur d'ondes <i>Q. Ripault</i> LPL - CNRS UMR 7538	306
P198	Imagerie en champ proche optique à 1,55 μm de guides d'onde plasmoniques par rétro-injection sur laser à fibre <i>M. Roblin, S. Girard, H. Gilles, M. Laroche, J. Cardin, C. Dufour et U. Luders</i> Laboratoire CIMAP, ENSICAEN	309
P199	Façonner l'émission de lumière avec les antennes optiques <i>B. Rolly, B. Stout, S. Bidault et N. Bonod</i> Institut Fresnel	312
P200	Amplification optique bidirectionnelle pour le transfert de fréquences optiques utilisant le réseau RENATER <i>V. Roncin, O. Lopez, B. Chanteau, C. Chardonnet, A. Amy-Klein, A. Haboucha et G. Santarelli</i> Lab. de Physique des Lasers	315
P201	Laser à fibre nanoseconde accordable dans les domaines visible et infrarouge <i>R. Royon, J. Lhermite, L. Sarger et E. Cormier</i> CELIA	318
P202	Résonance de mode guidé couplé par réseau métallique sub-longueur d'onde pour des applications de filtrage passe-bande <i>E. Sakat, G. Vincent, P. Ghenuche, S. Collin, F. Pardo, J.-L. Pelouard et R. Haïdar</i> ONERA	321
P203	Impact de l'amplification optique sur les performances d'une liaison optique DM-DD du réseau métropolitain <i>M.F. Sanya, C. Aupetit-Berthelemot, T. Anfray, T. Barry, B. Ftaich-Frigui, L. Djogbé et A. Vianou</i> XLIM Dpt.C2S2 UMR-CNRS 6172	324
P204	Génération efficace de second harmonique continu en guide d'ondes AlGaAs/AlOx <i>M. Savanier, A. Lemaître, C. Manquest, A. Andronico, I. Favero, S. Ducci et G. Leo</i> Laboratoire MPQ	327
P205	Fibres GaGeSbS(Se) dopés Dy³⁺ (Pr³⁺) pour capteur CO₂ à 4.3μm <i>F. Starecki, F. Charpentier, C. Poinot, J.-L. Doualan, P. Camy, J. Troles, B. Bureau, L. Quétel, K. Michel et V. Nazabal</i> CIMAP-ENSICAEN	330
P206	Premiers pas vers la réalisation de fils quantiques sur LiNbO₃ <i>O. Stepanenko, E. Quillier, H. Tronche, P. Baldi, P. Aschiéri, S. Benchabane et M. De Micheli</i> LPMC UMR 6622	333
P207	Suppression de l'effet Brillouin dans une fibre optique microstructurée périodique <i>B. Stiller, M.W. Lee, M. Delqué, G. Bouwmans, A. Kudlinski, J.-C. Beugnot, H. Maillotte et T. Sylvestre</i> Institut FEMTO-ST	336
P208	Conception de fibres optiques à forte dispersion chromatique pour des applications de lignes à retard microondes <i>J. Sun, G. Humbert, F. Gérôme, J.-L. Auguste, M. Kaba, P. Shum et J.-M. Blondy</i> Institut de recherche XLIM	339
P209	Démonstration expérimentale de la méthode de commutation de débit de dose appliquée aux fibres optiques dopées Erbium <i>J. Thomas, M. Myara, L. Trousselier, E. Régnier, E. Burov, O. Gilard, P. Signoret et M. Sottom</i> Institut d'Electronique de Sud	342
P210	Génération de deuxième harmonique dans les fibres effilées <i>M. Tousignant, S. Virally, X. Daxhelet, N. Godbout et S. Lacroix</i> école Polytechnique de Montréal	345

P211	Caractérisation de réseaux de Bragg par luminescence bleue : détermination du profil d'indice de modulation en amplitude et phase <i>S. Tsyier, P. Yvernavault, A. Millaud, I. Fsaïfes, Y. Jaouen, R. Gabet, M. Douay et B. Poumellec</i> Télécom ParisTech	348
P212	étude expérimentale d'un capteur de pression dynamique à base de laser à fibre optique pour la détection de la transition laminaire / turbulent à la surface d'une aile d'avion <i>O. Vaudel, S. Molin, A. Seraudie, M. Forte, D. Dolfi, P. Nouchi, D. Arnal, M. Doisy et J. Mandle</i> Thales Research and Technology	351
P213	Durcissement aux radiations de fibres optiques dopées terres rares et d'amplificateurs à fibres optiques <i>M. Vivona, S. Girard, C. Marcandella, E. Pinsard, A. Laurent, T. Robin, B. Cadier, M. Cannas, A. Boukenter et Y. Ouerdane</i> Laboratoire Hubert Curien	354
P214	Augmentation du contraste et compression d'impulsions femtosecondes issues d'un amplificateur à fibre de forte énergie <i>Y. Zouaier, P. Ramirez, D. Papadopoulos, C. Hönninger, M. Hanna, F. Druon, E. Mottay et P. Georges</i> Amplitude Systèmes	357

Rencontres pédagogiques - Posters

P215	A la lumière du laser : la Bretagne unit ses forces pour fêter le cinquantième du laser <i>T. Chartier, E. Heinrich, S. Fève, P. Besnard, D. Graviou et J.C. Simon</i> Université européenne de Bretagne	361
P216	Transmission d'un signal par voie optique <i>N. Chateur et L. Gallais</i> Ecole Centrale Marseille	362
P217	Une mallette pédagogique pour l'holographie <i>A. Escarguel</i> ESCUP	363
P218	L'optique pour la promotion des sciences dans le scientibus <i>F. Louradour et D. Pagnoux</i> XLIM, UMR CNRS 6172	364
P219	Accompagnement, suivi et insertion professionnelle des étudiants <i>A. Maître</i> INSP	365
P220	Un laser à impulsions ultra-brèves pour l'enseignement <i>F. Margailan et C. Schwob</i> INSP	366
P221	L'Abret la clé des sciences présente 'A la lumière des lasers' <i>V. Riche et M. Tréheux</i> ABRET, la clé des sciences	367
P222	Expérience de démonstration d'une phase géométrique : la phase de Pancharatnam. <i>J. Riquet, H. Bitard, G. Tréneq, A. Gauguet, M. Büchner, J. Vigué et C. Robilliard</i> LCAR UMR 5589- IRSAMC	368

L'Utilisation de la Lumière Lente dans les Capteurs à Fibres

Michel Dignonnet

Department of Applied Physics, Stanford University, California

La phase accumulée par une onde est inversement proportionnelle à la vitesse de groupe de l'onde dans le milieu de propagation. L'utilisation de lumière lente dans une fibre optique devrait donc permettre d'augmenter le déphasage induit par une perturbation externe appliquée à la fibre, et d'améliorer ainsi la sensibilité des capteurs interférométriques. Puisqu'il est possible de réaliser des vitesses de groupe de quelques mètres par seconde (ou des indices de groupes de l'ordre de 10^5), on peut espérer atteindre des sensibilités plusieurs ordres de grandeurs plus élevées que dans un capteur classique.

La lumière peut être ralentie en général de deux façons, soit en la faisant interagir avec un milieu atomique spécialement préparé (transparence induite électromagnétiquement, diffusion Brillouin stimulée, etc.), soit en la recyclant dans un interféromètre à ondes multiples (Fabry-Pérot, réseau de Bragg, etc.) pour produire de la lumière lente structurelle. Pour démontrer expérimentalement les avantages considérables de cette nouvelle approche, nous avons choisi d'étudier leurs effets dans les fibres à réseaux de Bragg. Ces composants sont bien connus, stables en température, peu coûteux, et faciles à modéliser, et ils conduisent à des solutions pratiques.

Une fibre à réseau de Bragg est un cristal photonique unidimensionnel: il possède une bande de fréquences interdites, centrée autour de la fréquence de Bragg, dans laquelle la lumière ne peut se propager. Aux bords de cette bande interdite, comme dans tout cristal photonique, il existe une série de pics où le réseau transmet la lumière (voir Figure 1). Dans ces régions, la lumière a fait plusieurs allers et retours dans le réseau, et elle a donc subi un retard élevé, ce qui se traduit par une vitesse de groupe apparente plus faible. La lumière est plus lente pour les résonances plus proches du pic de Bragg. Bien que connu depuis longtemps,¹ jusqu'à nos études récentes ce principe n'a pas été exploité. La vitesse de groupe publiée la plus élevée, calculée à partir du retard d'un soliton, était de ~ 39 .² Nous avons depuis montré que pour obtenir de plus faibles vitesses, il fallait (1) augmenter la modulation de l'indice Δn du réseau, (2) augmenter la longueur L du réseau jusqu'à une valeur optimale imposée par les pertes, et (3) apodiser le profil du réseau.³ Pour un réseau uniforme sans perte, l'indice de groupe est proportionnel à $\sim \Delta n^{2.8} L^{2.9}$; le ralentissement s'accroît donc très rapidement en augmentant Δn ou L . En présence de pertes, pour une apodisation gaussienne, un Δn de 10^{-2} (que l'on peut obtenir dans une fibre dopée à l'hydrogène), des pertes de 2 m^{-1} , et une longueur optimisée de 1,7 cm, il est possible de ralentir la lumière d'un facteur d'environ 744.³

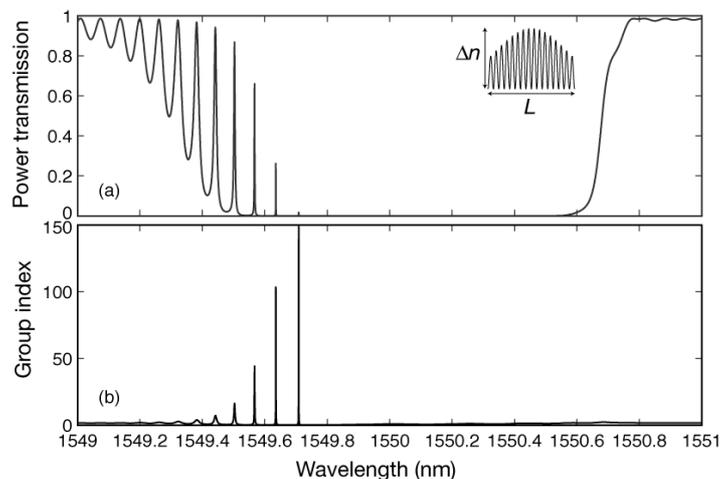


Figure 1. Spectre calculé d'un réseau de Bragg apodisé (a) transmission; (b) indice de groupe.

En plus d'une sensibilité considérable, cette technique offre un autre avantage important. En présence d'une perturbation externe, un réseau utilisé en lumière lente produit une modulation de phase sur un signal *transmis*, et non réfléchi comme dans les capteurs classiques en réflexion. Il est donc possible de détecter cette modulation de phase en plaçant le réseau par exemple dans un interféromètre de Mach-Zehnder équilibré (Figure 2). Quand la fibre à réseau de Bragg est utilisée en réflexion, la perturbation induit un changement de la longueur d'onde de Bragg, qui est mesurée en envoyant le signal réfléchi par le réseau dans un Mach-Zehnder déséquilibré. La sensibilité étant proportionnelle à la différence de longueur optique Δ des deux bras de l'interféromètre, pour obtenir une meilleure sensibilité il faut augmenter Δ , ce qui rend le Mach-Zehnder très sensible à la température (ainsi que volumineux), et ce qui converti le bruit de phase de la source en bruit d'amplitude. Avec la lumière lente, le Mach-Zehnder peut être équilibré ($\Delta = 0$) et très court, ce qui élimine la dépendance en température et l'effet du bruit de phase. De plus, le réseau est interrogé avec un laser plutôt qu'avec une source à large bande ; il n'y a donc pas d'excès de bruit.

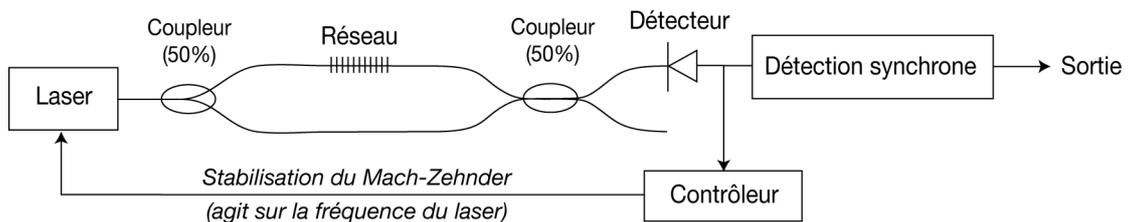


Figure 2. Diagramme conceptuel d'un capteur à lumière lente.

Nous avons démontré cette méthode en testant plusieurs fibres à réseaux de Bragg . Dans une fibre à réseau de Bragg avec une apodisation presque gaussienne, un Δn d'environ 3×10^{-3} , une longueur de 2 cm, et des pertes de $0,1 \text{ m}^{-1}$, nous avons mesuré un indice de groupe $n_g = 290$, soit une vitesse de groupe de seulement 1030 m/s, de loin le record pour une fibre à réseau de Bragg. Avec un réseau différent ($n_g \approx 133$) utilisé dans la configuration de la Figure 2, nous avons détecté une contrainte minimum à 25 kHz de $8,8 \cdot 10^{-13}$, soit ~ 700 fois plus faible que le record pour un capteur à réseau passif sans lumière lente.⁴ Il est clair que la phase du signal de sortie de ce nouveau type de capteur est également plus sensible aux variations de température. Cependant, le seul effet de cette variation de phase est de modifier le biais du Mach-Zehnder, modification qui est corrigée par le circuit de stabilisation. La longueur d'onde de la lumière lente varie également en température, d'environ $12 \text{ pm}/^\circ\text{C}$. Ce pic de lumière lente est toutefois suffisamment large ($\sim 0,6 \text{ pm}$ pour le capteur avec un n_g de ~ 133) pour que ce capteur puisse être utilisé dans le laboratoire sans avoir à prendre de précautions particulières pour stabiliser sa température.

Ce principe peut être appliqué à la mesure de nombreux paramètres physiques, tels que température, déplacement, rotation relative, ainsi que tout paramètre qui peut être converti en modulation de phase par un transducteur approprié, tel qu'un champ magnétique ou électrique. Toutefois, il y a un paramètre qui échappe à cette règle—la rotation absolue. La raison est que la différence de phase de Sagnac est indépendante de l'indice de réfraction du milieu de propagation.⁵ Elle est aussi indépendante de l'indice de groupe. Il n'est donc pas possible d'améliorer la sensibilité d'un tel gyroscope avec de la lumière lente. La preuve peut-être la plus élégante se retrouve dans le gyroscope résonnant, qui utilise une cavité en anneau. Une rotation induit un changement des fréquences de résonances, qui se manifeste par un changement de l'intensité transmise par l'anneau à une fréquence proche d'une résonance. Un tel gyroscope, qui utilise de la lumière lente puisqu'il opère près d'une résonance, a pratiquement la même sensibilité qu'un gyroscope interférométrique, qui utilise une boucle de Sagnac, et donc pas de lumière lente. Plus précisément, après optimisation de la longueur de fibre de chacun des deux gyroscopes, le gyroscope résonnant est seulement 2.09 fois plus sensible.⁶ Son avantage principal est bien sûr qu'il nécessite une longueur de fibre bien moindre, puisque la lumière circule plusieurs fois dans l'anneau. La raison fondamentale

pour laquelle les deux gyroscopes ont pratiquement la même sensibilité est que la sensibilité des deux capteurs est limitée par les pertes dans la fibre de la même façon.

Plusieurs auteurs ont malgré tout proposé d'augmenter la sensibilité du gyroscope résonnant en ralentissant encore plus la lumière.⁷⁻⁹ L'argument est que la phase de Sagnac est proportionnelle au temps de parcours de la lumière dans la fibre. Donc en couplant de nombreux anneaux résonnants entre eux, par exemple comme dans les configurations de la Figure 3, on introduit un ralentissement de la lumière plus important que dans un anneau simple, et on augmente la sensibilité. Ces publications ont démontré une amélioration marquée, parfois de plusieurs ordres de grandeur, de la sensibilité. Cet argument est faux.⁶ Après optimisation, le temps de parcours de la lumière n'est pas plus long dans une structure à anneaux couplés. Lorsque la comparaison est faite correctement, en particulier lorsque l'on optimise les deux gyroscopes et que l'on tient compte des pertes, un gyroscope à résonateurs couplés n'est jamais plus sensible que le gyroscope résonnant.⁶

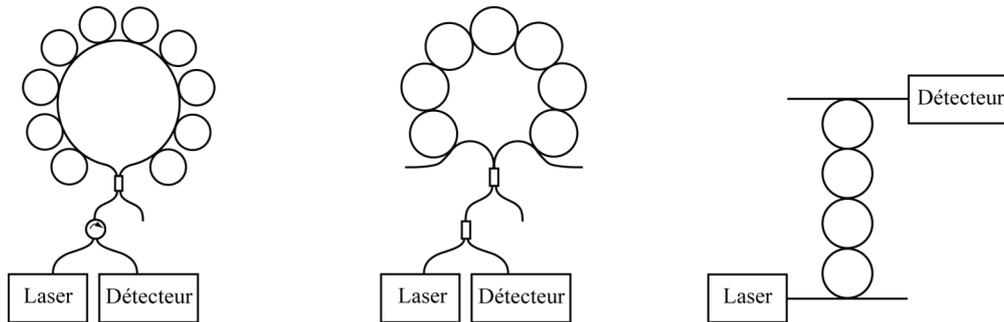


Figure 3. Configurations à lumière lente proposées comme gyroscope.⁷⁻⁹

Pour certains paramètres, tel que l'absorption, les deux sortes de lumière lente ont apparemment des impacts différents. Luc Thévenaz a démontré en utilisant la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre que la lumière lente n'affecte pas l'atténuation de la lumière due à l'absorption.¹⁰ Cet effet est prévu par le modèle classique d'un absorbeur comme un oscillateur harmonique: la vitesse de groupe n'intervient pas. Cependant, il est clair que lorsqu'un absorbeur est introduit dans un interféromètre à ondes multiples, les multiples passages de la lumière à travers l'absorbeur vont augmenter l'atténuation de la lumière de façon notable.

1. T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *J. of Lightwave Techno.* Vol. 15, 1277-1294 (1997).
2. J. T. Mok, C. M. de Sterke, and B. J. Eggleton, "Delay-tunable gap-soliton-based slow-light system," *Opt. Express* Vol. 14, 11987-11996 (2006).
3. H. Wen, M. Terrel, S. Fan, and M. J. F. Digonnet, "Sensing with slow light in fiber Bragg gratings," accepté dans *IEEE Sensors* (2011).
4. A. D. Kersey, T. A. Berkoff, and W. W. Morey, "High resolution fibre-grating based strain sensor with interferometric wavelength-shift detection," *Electron. Lett.* Vol. 28, 136-138 (1992).
5. H. J. Arditty, and H. C. Lefèvre, "Sagnac Effect in Fiber Gyroscopes," *Opt. Lett.* Vol. 6, 401-403 (1981).
6. M. Terrel, M. J. F. Digonnet, and S. Fan, "Performance comparison of slow-light coupled-resonator optical gyroscopes," *Laser & Photonics Reviews* Vol. 3, No. 5, 452-465 (2009).
7. L. Yan, Z. Xiao, X. Guo, and A. Huang, "Circle-coupled resonator waveguide with enhanced Sagnac phase-sensitivity for rotation sensing," *Appl. Phys. Lett.* Vol. 95, 141104 (2009).
8. J. Scheuer, and A. Yariv, *Phys. Rev. Lett.* Vol. 96, "Sagnac effect in coupled-resonator slow-light waveguide structures," 053901 (2006).
9. B. Z. Steinberg, J. Scheuer, and A. Boag, "Rotation-induced superstructure in slow-light waveguides with mode-degeneracy: optical gyroscopes with exponential sensitivity," *J. Opt. Soc. Am. B* Vol. 24, 1216-1224 (2007).
10. L. Thévenaz, S. hin, I. Dicaire, J.-C. Beugnot, S. Foaleng Mafang, and M. Gonzalez Herraез, "Experimental verification of the effect of slow light on molecular absorption," *20th Int. Conf. on Optical Fibre Sensors, Proc. of SPIE* Vol. 7503, 75034W-4 (2009).

**MICROSCOPIE TOMOGRAPHIQUE DIFFRACTIVE :
VERS UNE IMAGERIE QUANTITATIVE TRIDIMENSIONNELLE HAUTE
RESOLUTION**

Guillaume Maire

Institut Fresnel, Avenue Escadrille Normandie Niemen, 13397 Marseille
guillaume.maire@fresnel.fr

La microscopie tomographique diffractive est une technique d'imagerie récente qui permet d'accroître la résolution par rapport à la microscopie plein champ classique, et de reconstruire de manière quantitative la carte de permittivité tridimensionnelle de l'objet sondé. Elle consiste à illuminer l'objet par un faisceau cohérent collimaté sous différentes incidences successives, et à mesurer pour chacune d'elle le champ diffracté en phase et en amplitude. La carte de permittivité est alors reconstruite en appliquant une procédure d'inversion numérique à ces données [1]. Habituellement, ces procédures sont basées sur des approximations linéaires du calcul du champ diffracté, qui limitent l'application de cette technique aux objets faiblement contrastés.

Nous avons développé une méthode d'inversion itérative effectuant une modélisation rigoureuse de l'interaction onde-matière, applicable dans le cas général. Mise en œuvre expérimentalement dans un premier temps sur des échantillons bidimensionnels fortement contrastés, cette approche a permis de montrer que la résolution pouvait être améliorée au-delà des limites théoriques imposées par les approximations linéaires usuelles, pour atteindre en champ lointain des performances similaires aux techniques de champ proche [2]. Elle a à présent été adaptée pour traiter le cas d'objets tridimensionnels, dont de premières reconstructions seront présentées.

REFERENCES

- [1] G. Maire et al., "Experimental demonstration of quantitative imaging beyond Abbe's limit with optical diffraction tomography", *Physical Review Letters* 102, 213905, 2009.
- [2] J. Girard et al., "Nanometric resolution using far-field optical tomographic microscopy in the multiple scattering regime", *Physical Review A* 82, 061801(R), 2010.

LASERS A FIBRES CRISTALLINES POMPES PAR DIODES

**F.Balembois¹, I.Martial^{1,2}, D.Sangla^{1,3}, X.Délen¹, Y.Zaouter⁴, E.Mottay⁴, F.Druon¹,
P.Georges¹, K.Lebbou³, A.Brenier³, O.Tillement³, N.Aubry², J.Didierjean², D.Perrodin²,
J.-M.Fourmigué²**

¹Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS, Université Paris-Sud, RD 128 Campus Polytechnique, 91127 Palaiseau Cedex, France

²Fibercryst SAS, La Doua-Bâtiment l'Atrium, Blvd Latarjet, F- 69616 Villeurbanne Cedex, France

³Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents, CNRS, UMR5620, Univ. de Lyon, 69622 Villeurbanne Cedex, France

⁴Amplitude Systemes, 6 allée du Doyen Georges Brus, 33600, Pessac, France

contact : francois.balembois@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

L'objectif de cet article est de faire le point sur les performances réalisées par les lasers à fibres cristallines. Le milieu utilisé est le YAG dopé par le néodyme, l'ytterbium ou l'erbium, selon les cas. Les résultats démontrent des coefficients d'amplification importants (supérieurs à 30), ainsi que de fortes puissances crêtes (>MW) et de fortes puissances moyennes (quelques dizaines de watts) tant en oscillateurs qu'en amplificateurs impulsions.

MOTS-CLEFS : *Pompage par diode, lasers à fibre cristalline, lasers déclenchés, amplificateurs laser, Nd :YAG, Yb :YAG, Er :YAG*

1. CONCEPT

En analysant les performances des lasers actuels, il est frappant de constater la place qu'ont pris les lasers à fibres par rapport aux lasers à cristaux massifs. Pourtant, les verres des fibres optiques sont de mauvais conducteurs thermiques et leurs propriétés spectroscopiques sont beaucoup moins bonnes que celles des cristaux. Ces handicaps sont surmontés par l'architecture : double gaine pour optimiser le couplage entre le faisceau de pompe et le signal, grande longueur pour réduire les effets thermiques et faible diamètre pour assurer un coefficient d'amplification important. Il subsiste cependant un défaut qui est la limite en puissance crête imposée par les effets non linéaires induits par un signal fortement confiné. De leur côté, les cristaux ont souvent des réponses non linéaires plus importantes que le verre et pourtant, ils supportent bien mieux les impulsions. La réponse est à nouveau dans l'architecture : en général, les tailles des faisceaux sont beaucoup plus grandes sans que l'efficacité n'en soit affectée. Ceci est possible car les sections efficaces (absorption et émission) sont d'un ordre de grandeur plus élevé que dans les fibres optiques pour un ion laser donné. Le couplage entre la pompe et le signal est cependant beaucoup plus problématique dans les cristaux que dans les fibres optiques. Dans le cas d'une architecture simple (pompage longitudinal avec une libre propagation des faisceaux), la solution pour assurer un bon recouvrement est de choisir la longueur du cristal de l'ordre de la longueur de Rayleigh du faisceau de pompe (ce qui est en général beaucoup plus court que la longueur de Rayleigh du signal, vu la mauvaise qualité du faisceau émis par le diode de pompe). Il est donc nécessaire d'avoir des cristaux fortement absorbants, fortement dopés et donc sujets à des effets thermiques très importants. Des configurations assez complexes ont été mises au point pour limiter les effets thermiques : disques minces ou « slabs ». Mais en général, le dopage des cristaux est assez élevé pour optimiser le confinement de la pompe dans un volume donné. Un dopage élevé est souvent problématique car de nombreux effets parasites peuvent apparaître lorsque la densité d'inversion de population est trop importante. En plus de réduire l'efficacité du laser, ces effets contribuent à augmenter l'échauffement local du cristal qui peut, à son tour, réduire les performances spectroscopiques de l'ion dopant.

Ainsi, pour tirer parti du potentiel des cristaux, il faut diminuer le dopage, maîtriser l'augmentation de température induite par la pompe et assurer un bon couplage entre la pompe et le signal. Les fibres cristallines représentent une opportunité pour aller dans cette direction : ce sont des milieux cristallins longs et fins avec un dopage en ions plus faible que les cristaux massifs traditionnels. Le couplage entre la pompe et le signal est amélioré par un confinement de la pompe via des réflexions totales internes sur le cylindre que constitue la fibre. La fibre a un diamètre suffisamment grand (1 mm, typiquement) pour permettre un passage du signal en propagation libre. Un exemple du concept est donné sur la figure 1. Le faisceau de pompe, issu d'une diode fibrée (100 μ m, ON 0,2), est focalisé dans la fibre cristalline. Dans l'exemple choisi, les rayons de pompe subissent en moyenne une réflexion et un effet de ce confinement est clairement visible à la fin de la fibre. Le dopage en ions Nd³⁺ est de 0,2% : entre 2 et 5 fois plus faible que les dopages habituellement utilisés. Compte tenu de la longueur de la fibre, il est suffisant pour assurer une absorption de la pompe supérieure à 90% en un seul passage. Les simulations que nous avons effectuées montre un couplage de l'ordre de 70% entre le signal et la pompe. L'augmentation de température induite par le pompage est maîtrisée par deux paramètres : le faible dopage en ion actif du milieu et la proximité du radiateur en cuivre offerte par les modules TARANIS (Fiberocryst) intégrant des fibres cristallines [1].

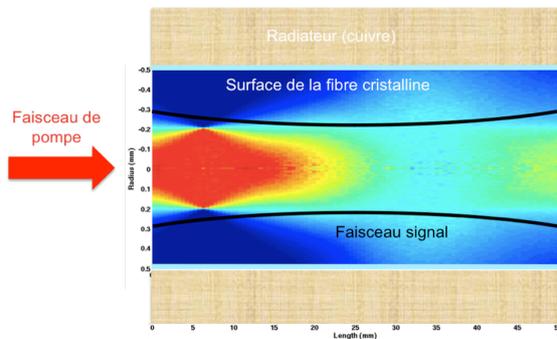


Fig. 1 : Allure de la propagation du faisceau de pompe dans une fibre cristalline de Nd :YAG.

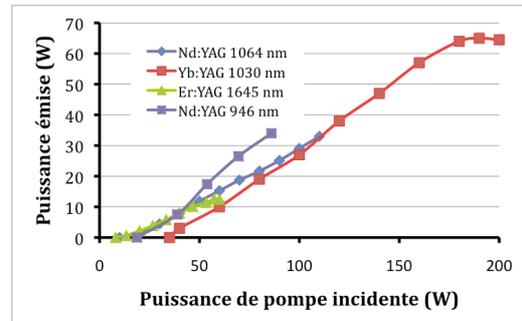


Fig. 2 : Courbe d'efficacité des lasers à fibres cristallines présentés dans la partie 2.

Les fibres cristallines peuvent être élaborées par différentes méthodes : extraction de barreaux de boules « Czochralski » (pour des diamètres supérieurs à 1 mm), croissance directe par « laser heated pedestal growth » ou « micro-pulling down » (pour des diamètres inférieurs à 1 mm) [2]. L'objectif de ce papier est de faire le point sur les avancées réalisées par les lasers à fibres cristallines ces dernières années avec la matrice YAG dopée par des ions néodyme, ytterbium ou erbium.

2. PERFORMANCES EN OSCILLATEURS

Les oscillateurs que nous avons développés sont composés de deux miroirs concaves (rayons de courbure 50 mm ou 100 mm) dont un miroir est utilisé pour la sortie. Le pompage est assuré par des diodes laser fibrées émettant entre 60 W et 200 W selon les configurations. Le pompage est réalisé à 808 nm pour le Nd :YAG [2,3], à 940 nm pour l'Yb :YAG [4] et à 1532 nm pour l'Er :YAG [5]. Le diamètre des fibres cristallines testées varie entre 800 μ m et 1,5 mm selon les cas pour une longueur typique de 50 mm. En régime continu, nos résultats récents montrent des pentes d'efficacité entre 40 % et 50 % selon les cas, avec des puissances de sorties toutes supérieures à la dizaine de watts (Fig.2). La plupart des résultats présentés sont des records pour les fibres cristallines de ces dimensions.

Le régime déclenché est assuré par l'insertion d'un modulateur acousto-optique dans la cavité. Un récapitulatif des performances est donné sur le tableau 1. La brièveté des impulsions (une dizaine de nanosecondes) est assurée par une cavité relativement courte (20 cm environ) et également par un gain important dans le milieu laser. Les puissances crêtes atteignent plusieurs

centaines de kW pour des puissances moyennes non négligeables, de plusieurs watts, et des énergies toujours supérieures au millijoule.

Tab. 1 : comparaison des performances des laser à fibre cristalline en régime déclenché d'après [2, 4, 5].

Matériau	Energie	Durée	Puissance crête	Puissance moyenne
Nd :YAG (1064 nm)	4,4 mJ	12 ns	364 kW	4,4 W (à 1 kHz)
Yb :YAG (1030 nm)	1,8 mJ	13 ns	138 kW	9 W (à 5 kHz)
Er :YAG (1645 nm)	2 mJ	38 ns	53 kW	2 W (à 1 kHz)

3. PERFORMANCES EN AMPLIFICATEURS D'IMPULSIONS

Les fibres cristallines Nd :YAG et Yb :YAG ont également été testées comme amplificateurs d'impulsion. Comme le gain est important, il est possible de réaliser des amplificateurs efficaces en un ou deux passages seulement du signal dans le milieu. Les injecteurs sont des microlasers déclenchés passivement dans le cas du Nd :YAG (émission à 1064nm) et un laser à fibre femtoseconde (Amplitude Systemes) dans le cas de l'Yb:YAG (émission centrée sur 1030 nm). Les performances sont données dans le tableau 2. La puissance crête maximale démontrée est de 6 MW, supérieure à ce que peuvent supporter les fibres optiques actuelles.

Tab. 2 : comparaison des performances des amplificateurs laser à fibre cristalline. Les chiffres sous le nom des matériaux sont les paramètres d'entrée du signal, d'après [6, 7].

Matériau	Gain	Durée	Puissance crête	Puissance moyenne
Nd :YAG 100 kHz, 350 mW, 3.5 μ J	36	1 ns	126 kW	12,5 W
Nd :YAG 42 kHz, 5 W, 120 μ J	4	1 ns	488 kW	20,5 W
Nd :YAG 1 kHz, 80 mW, 80 μ J	34	450 ps	6 MW	2,7 W
Yb :YAG 30 MHz, 400 mW, 220 fs	30	700 fs 350fs compress	570 kW (1,44 MW)	12 W

CONCLUSION

Les résultats présentés dans ce papier prouvent que les fibres cristallines sont capables de donner de forts gains et de fortes puissances moyennes, comme dans les fibres, tout en produisant des impulsions de fortes puissances crêtes, comme dans les cristaux. Le potentiel de montée en puissance est important car le faible dopage et l'efficacité de l'extraction de la chaleur laissent prévoir des puissances de pompe supérieures à 500 W par face sans risque de fracture.

RÉFÉRENCES

- [1] <http://www.fibercryst.com>
- [2] J.Didierjean et al. „High-power laser with Nd:YAG single-crystal fiber grown by the micro-pulling-down technique“, Optics Letters 31, 3468-3470 (2006)
- [3] X.Délen et al. „34 W continuous wave Nd:YAG single crystal fiber laser emitting at 946 nm“, accepted in Applied Physics B
- [4] D. Sangla et al. „High power laser operation with crystal fibers“, Applied Physic B Special Issue on High Power Lasers, 97, 263-273 (2009)
- [5] I. Martial et al. „High-power diode-pumped Q-switched Er³⁺:YAG single-crystal fiber laser“, LASE-Photonics West, San Fransisco (USA) 22-27 January 2011, proceeding SPIE publication en cours
- [6] I.Martial et al. „Nd:YAG single-crystal fiber as high peak power amplifier of pulses below one nanosecond“ soumis à Optics Express
- [7] Y.Zaouter et al. „Direct amplification of ultrashort pulses in μ -pulling-down Yb:YAG single crystal fibers“, Optics Letters, Vol 36, N°5, 748-750 (2011)

Remerciements : nous remercions Teem Photonics pour le prêt de microlasers déclenchés à 1064 nm ainsi que la DGA et l'ANR pour leur soutien financier.

SOURCES LASERS BLEUES HAUTE PUISSANCE A FIBRE DOPEE YTTERBIUM EN REGIMES CONTINU ET PULSE

R. Dubrasquet¹, S. Lujan¹, A. Crawford¹, J. Boulet¹, N. Traynor^{1*}, R. Bello-Doua² E. Cormier³

¹Azur Light Systems, 351 Cours de la Libération—33405 Talence

²Alphanov, Centre Technologique Optique et Lasers, 351 Cours de la Libération—33405 Talence,

³Centre Lasers Intenses et Applications, Université de Bordeaux-CNRS-CEA, UMR 5107, 351 Cours de la Libération F-33405 Talence,

RÉSUMÉ

Dans cette communication, nous rapportons les résultats récents de nos travaux de développement concernant les lasers à fibre dopées ytterbium opérant sur la transition à trois niveaux autour de 977 nm, en mode continu et pulsé, ainsi que sur le doublage en fréquence de ces sources. La production d'impulsions de l'ordre de la dizaine de nanosecondes et d'énergie 1 mJ à 977 nm a été démontrée. Le doublage de ces sources a permis d'obtenir des puissances de 16 W en régime pulsé et 4,5 W en régime continu à 488 nm.

MOTS-CLEFS : laser à fibre ; ytterbium ; transition 3 niveaux

1. INTRODUCTION

Ces dernières années, l'intérêt des scientifiques et des acteurs industriels pour les systèmes laser à fibre dopées ytterbium opérant sur la transition laser à trois niveaux non conventionnelle de 976 nm s'est considérablement accru. Compte tenu des fortes contraintes en terme d'intensité de pompe nécessaires à l'obtention de gain à 976 nm dans le milieu amplificateur, cette transition a d'abord été observée en sortie de systèmes laser fibrés pompés dans le coeur [1]. Récemment, l'apparition de fibres air-clad [2] puis de fibres de type barreaux dotées d'un ultra-large coeur [3] a conduit au développement de sources laser à haute puissance opérant dans cette gamme spectrale.

Dans cette communication, nous détaillons nos avancées récentes concernant le développement des sources lasers à fibre dans cette gamme de longueur d'onde : des sources continues de l'ordre de 100 W et des sources pulsées de l'ordre du mJ. Le doublage en fréquence de ces dernière mène à des puissances de sortie de 16 W en régime pulsé et 4,5 W en régime continu à 488 nm.

2. SOURCES LASERS CONTINUES A 976 NM

Jusqu'à très récemment, la puissance maximale disponible grâce aux sources laser fibrées à 976 nm était limitée à 1 W [4]. L'utilisation de fibres air-clad a permis le développement de sources atteignant quelques Watts [2] et en 2008 nous avons démontré une augmentation d'un ordre de grandeur de la puissance de sortie [3] en utilisant une nouvelle classe de fibre de type barreau. Ces fibres rigides, qui bénéficient de diamètres de coeur très larges, permettent la réduction du rapport de surface gaine/coeur. Ceci entraîne une diminution de la longueur d'absorption et une augmentation de l'intensité de pompe dans le milieu amplificateur, le rendant compatible avec une opération à 976 nm sans compromettre la possibilité d'injecter de très grandes puissances de pompe. Une fibre de 123 cm avec un coeur de 80 µm et une gaine interne de 200 µm a été utilisée pour générer une puissance de sortie de 94 W avec une efficacité de 48 % (figure 1).

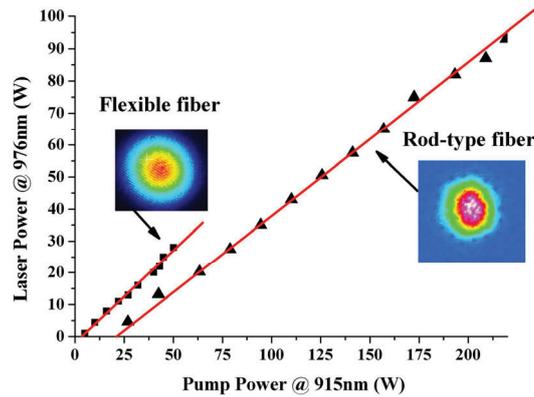


Fig. 1. Caractéristiques de sortie de lasers continus à 976 nm basés sur des fibres dopées Yb rod-type (triangles) et flexibles (carrés). Inserts : champs proches des faisceaux lasers.

Si cette démonstration constitue une avancée technologique remarquable, la longueur de fibre barreau requise (induite par un pompage à 915 nm, loin du pic d'absorption maximum de l'ion ytterbium dans une matrice silice) et la nécessité d'utiliser des optiques de couplage encombrantes et sensibles au désalignement, constituent des aspects pratiques limitant l'utilisation de telles sources dans un contexte industriel. La poursuite de nos développements s'est donc concentrée sur le développement de fibres offrant des propriétés géométriques proches de celles des fibres rod-type, tout en conservant leur flexibilité indispensable à la réalisation de cavités laser totalement intégrées. Nos performances actuelles sont présentées figure 1 : nous avons généré 28 W en utilisant une diode laser de pompe de 50 W, ce qui correspond à une efficacité de plus de 60 %.

3. SOURCES LASERS PULSEES A 976 NM

Une combinaison technologique de fibres flexibles et barreau a permis la production d'impulsion nanosecondes à 976 nm d'énergie proche du millijoule. L'architecture de notre laser repose sur un amplificateur de puissance construit autour d'une fibre de type barreau injectée par un oscillateur à fibre Q-switché. Ce système est schématiquement représenté Figure 2 : l'oscillateur fibré Q-switché est basé sur une fibre souple double gaine monomode dopée Yb d'un mètre de long et de 20 μm de cœur. Après être passé à travers un isolateur optique en espace libre à 977 nm, le faisceau de sortie de l'oscillateur est injecté dans l'amplificateur de puissance. Cet étage consiste en une fibre microstructurée de type barreau de 1,25 m avec un cœur actif de 80 μm de diamètre et une gaine de 200 μm de diamètre.

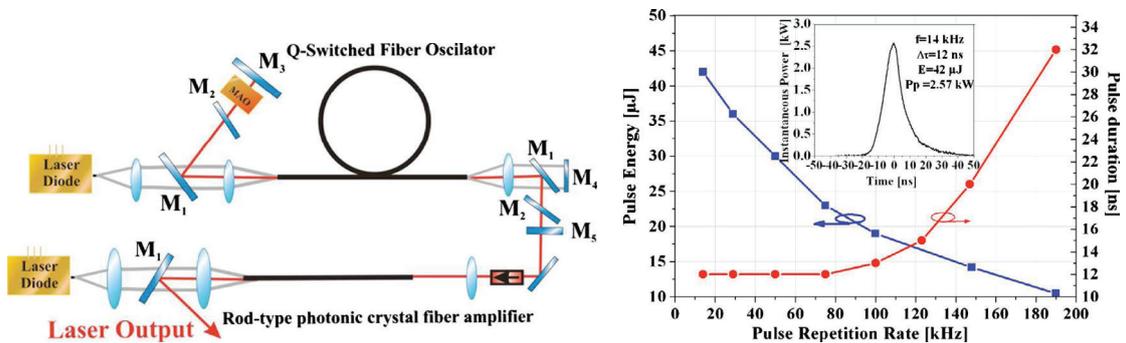


Fig. 2. Système laser à fibre MOPA Q-switché à 977 nm haute énergie. Schéma expérimental (à gauche) et caractéristiques de sortie de l'oscillateur maître (à droite).

Les caractéristiques de sortie de l'oscillateur en termes d'énergie par impulsion et de durée d'impulsion en fonction de la cadence sont données Figure 2. Une énergie maximale de 42 μJ a été

obtenue pour des impulsions de 12 ns à une cadence de 14 kHz. Après amplification du train d'impulsions de l'oscillateur au travers de l'amplificateur rod-type, cette énergie atteint un maximum de 0,97 mJ à une cadence de 14 kHz. A ces basses cadences, un fort fond d'ASE subsiste entre les impulsions (au-delà de 70 % de la puissance totale). En augmentant la cadence à 82 kHz, nous avons conservé une haute énergie par impulsion (0,7 mJ) et de courtes durées d'impulsions (12 ns) tandis que 80 % de la puissance optique totale (69 W) est retenue dans les impulsions. La puissance crête des impulsions dans cette configuration atteint 55 kW.

4. SOURCES LASERS BLEUES CONTINUES ET PULSEES A 488 NM

Les sources laser à 488 nm sont d'un grand intérêt pour une large gamme d'applications biomédicales. La réalisation de sources laser fibrées à cette longueur d'onde représente une avancée importante en ouvrant la porte au développement de produits robustes, de haute puissance et entièrement fibrés. Une conversion en fréquence efficace de lasers continus requiert un contrôle rigoureux des propriétés spectrales et de polarisation de la source laser fondamentale. Nous avons développé des architectures spécifiques présentant une grande pureté spectrale (largeur spectrale jusqu'à moins de 0,1 pm) et avec des polarisations de plus de 95 %. Leur doublage en fréquence a été réalisé en utilisant des cristaux de niobate de lithium périodiquement polarisés (PPMgO:CLN) et de tantalate de lithium périodiquement polarisés (PPMgO:SLT) de la société HC Photonics. Les résultats sont donnés Figure 3. Le PPMgO:CLN a été utilisé jusqu'à des puissances de sortie d'environ 1,2 W, et le PPMgO:SLT jusqu'à 4,5 W à la longueur d'onde 488 nm. A notre connaissance, ceci représente une augmentation d'un ordre de grandeur de la puissance de sortie d'un laser fibré continu et doublé en fréquence à cette longueur d'onde. Le doublage en fréquence de la source à 976 nm Q-switchée présentée dans la partie 3 dans un cristal LBO a quant à elle permis la génération de lumière bleue jusqu'à 16 W (puissance par impulsion de 0,25 mJ), ce qui constitue actuellement un record à cette longueur d'onde pour une source fibrée.

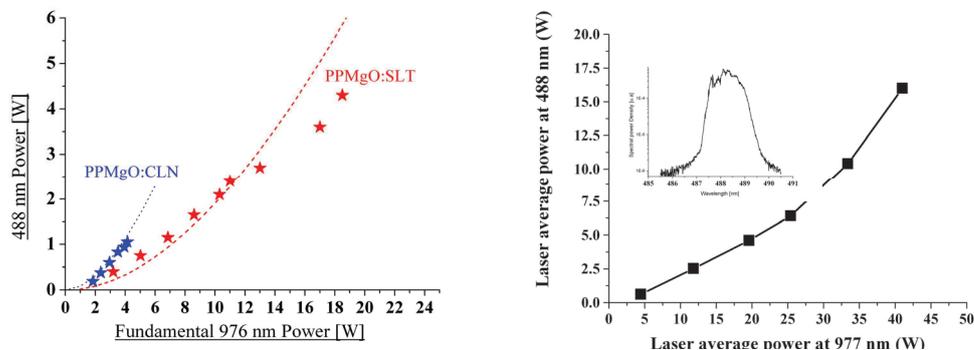


Fig. 3. Doublage de fréquence de sources 976 nm continue (à gauche) et Q-switchée (à droite).

5. Conclusion

Nous avons présenté ce que nous pensons être les meilleures performances actuelles de sources laser fibrées à 976 nm et 488 nm, aussi bien en régime continu que pulsé. Ces résultats montrent le potentiel de ces architectures laser compatibles avec des procédés de production industrielle en grand volume.

- [1] J. R. Armitage, R. Wyatt, B. J. Ainsly, and S. P. Craig-Ryan, "Highly efficient 980 nm operation of an Ybdoped silica fiber laser," *Electron. Lett.* 25, 298-299 (1989).
- [2] R. Selvas, J. K. Sahu, L. B. Fu, J. N. Jang, J. Nilsson, A. B. Grudinin, K. H. Ylä-Jarkko, S. A. Alam, P. W. Turner, and J. Moore, "High-power, low-noise, Yb-doped, cladding-pumped, three-level fiber sources at 980nm," *Opt. Lett.* 28, 1093-1095 (2003)
- [3] J. Bouillet, Y. Zaouter, R. Desmarchelier, M. Cazaux, F. Salin, J. Saby, R. Bello-Doua, and E. Cormier, "High power ytterbium-doped rod-type three-level photonic crystal fiber laser", *Opt. Express* 16, 17891 (2008).
- [4] L. A. Zenteno, J. D. Minelly, M. Dejneka, and S. Crigler, "0.65 W single-mode Yb-fiber laser at 980 nm pumped by 1.1 W Nd:YAG," in *Advanced Solid State Lasers*, OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 2000), paper TuC8.

LASER A FIBRE FEMTOSECONDE DELIVRANT 500 nJ A 976 nm

Jérôme Lhermite¹, Guillaume Machinet¹, Caroline Lecaplain², Romain Royon¹, Ammar Hideur², Eric Cormier¹

¹ Centre laser intense et applications Université de Bordeaux-CNRS-CEA, UMR 5107, 351 cours de la Libération F-33405 Talence, France

² Université de Rouen-CNRS UMR 6614 CORIA, Avenue de l'Université, BP 12, 76801 Saint Etienne du Rouvray, France

lhermite@celia.u-bordeaux1.fr

RÉSUMÉ

Nous rapportons la réalisation d'un laser à verrouillage de modes délivrant des impulsions femtosecondes hautement énergétiques autour de 976 nm. Cet oscillateur est bâti autour d'une fibre dopée ytterbium de type « rod ». Il est auto-démarrant et délivre une puissance moyenne de 4,2 W à une fréquence de répétition de 8,4 MHz correspondant à une énergie par impulsion de 500 nJ. Ces impulsions naturellement étirées par le régime de dispersion normal ont une durée de 17 ps et sont recomprimées jusqu'à 460 fs hors de la cavité.

MOTS-CLEFS : *Laser à modes bloqués, laser à fibre, émission à 976 nm, lasers 3 niveaux.*

1. INTRODUCTION

Les performances des lasers à fibres impulsions fonctionnant dans le régime femtoseconde autour d'1 μm n'ont cessé de s'améliorer tant en terme d'énergie que de durée durant les dix dernières années. Différents régimes de fonctionnement à modes bloqués ont été étudiés en fonction de la dispersion imposée dans la cavité : le régime solitonique dans lequel la dispersion dans la cavité est négative, le régime d'impulsions étirées dans lequel la dispersion moyenne de la cavité est positive et le régime de dispersion normal dans lequel tous les éléments de la cavité imposent une dispersion positive. Ce dernier régime est le plus approprié pour la réalisation de sources énergétiques étant donné que l'impulsion circulant dans la cavité est continuellement étirée sans jamais subir de compensation de dispersion. Les effets non-linéaires sont par conséquent fortement réduits. Ces non-linéarités peuvent être encore réduites en utilisant des fibres spéciales à très large cœur comme les fibres de types « rod » dopées ytterbium [1].

Cependant, en raison de la structure quasi-trois niveaux de l'Ytterbium, l'émission se fait généralement dans la bande spectrale 1020-1050 nm. Plusieurs travaux précurseurs ont été effectués autour de lasers continus émettant à 976 nm [2]. Plus récemment, deux laboratoires [3,4] ont simultanément démontré la possibilité d'obtenir du rayonnement à 976 nm à des puissances moyennes d'environ 100 W dans une architecture fibrée à base de fibre « rod type ».

Aujourd'hui, deux stratégies existent permettant la génération d'impulsion sub-picoseconde émettant autour de 976 nm. La première est le recours à la technologie des lasers Ti:Sa dont le large spectre d'émission et la très grande accordabilité permettent la génération d'impulsions de quelques nJ avec des durées inférieures à 300 fs (Oscillateur Mira de Coherent). Cependant, ces lasers souffrent d'un fort encombrement, d'un coût d'entretien élevé et nécessitent un système de refroidissement ainsi qu'un protocole d'alignement complexe. La deuxième solution proposée par Orsila [5] est celle d'un laser à fibre combinant ainsi l'ensemble des avantages des systèmes fibrés à savoir compacité, robustesse, pompage par diode et refroidissement à air. Toutefois l'utilisation d'une fibre de faible diamètre de cœur limite l'énergie extraite à quelques pJ. Nous avons effectué en 2010 une première réalisation d'un oscillateur femtoseconde fibré émettant à 976 nm et délivrant 12 nJ [6].

Nous rapportons aujourd'hui la réalisation d'une source très haute énergie en régime de verrouillage de modes émettant autour de 976 nm. Hormis l'intérêt d'une source ultra rapide à cette longueur d'onde, cette source permet aussi de générer un rayonnement ultra intense à 488 nm par doublage de fréquence et est particulièrement bien adaptée à la génération de longueurs d'ondes accordables dans le visible par mélange à quatre ondes

2. MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE

Le montage expérimental est présenté en Fig. 1. Nous utilisons comme milieu amplificateur une fibre dopée Ytterbium de type « rod » dont le cœur a un diamètre de 80 μm . Cette fibre est polie en angle de chaque côtés afin d'éviter tout effet laser parasite. Elle est pompée à travers un miroir dichroïque (M1) par une diode laser pouvant délivrer jusqu'à 100 W autour de 915 nm. Compte tenu de la faible absorption à 915 nm, la pompe résiduelle à l'autre extrémité de la fibre est conséquente, c'est pourquoi nous la recyclons grâce à un couple de miroir et miroir dichroïque. La synchronisation des modes longitudinaux est obtenue à l'aide d'un absorbant saturable de type SESAM inséré dans la partie linéaire de la cavité. La taille du faisceau sur le SESAM est ajustée afin de maximiser la stabilité du régime impulsif. La cavité est fermée en anneau grâce à un cube polariseur et un isolateur associé à une lame demi-onde et une lame quart d'onde. Une troisième lame demi-onde est placée directement en entrée de l'isolateur afin d'en maximiser la transmission. Le laser est par conséquent, basé sur une configuration en anneau le rendant auto-démarrant. De plus, un tronçon de 20 m de fibre passive possédant un cœur de 20 μm de diamètre a été inséré dans la cavité laser afin d'imposer une dispersion de vitesse de groupe positive. Un autre miroir dichroïque (M3) réfléchit le signal parasite à 1030 nm pouvant venir perturber l'émission à 976 nm. Enfin, un troisième miroir dichroïque (M2) assure la réinjection du signal dans le milieu amplificateur. L'extraction de ce signal s'effectue par la fuite d'un cube polariseur placé dans la cavité.

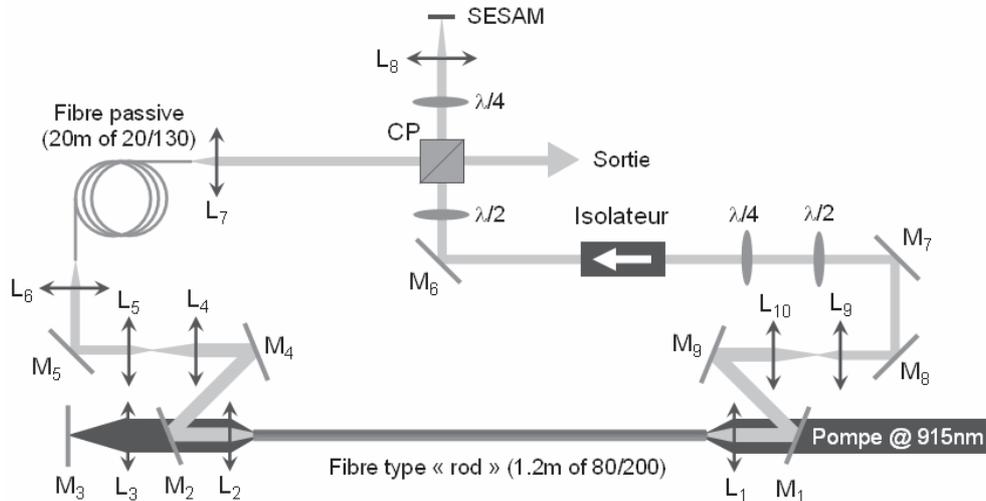


Fig. 1: Représentation schématique du laser à verrouillage de modes émettant à 976 nm. L_{1-6} : Lentilles, M_1 et M_2 : Miroirs dichroïques 915 / 976 nm, M_3 : R_{max} @915 nm, M_4 and M_5 : Miroirs dichroïques 1030 / 976 nm, M_{5-8} : R_{max} miroirs, $\lambda/2$: lames demi-onde, $\lambda/4$: lames quart d'onde, CP: Cube polariseur.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Notre laser à fibre est auto-démarrant pour une puissance de pompe de 41 W. Il délivre une puissance moyenne maximale de 4,2 W à un taux de répétition de 8,4 MHz ce qui correspond à une énergie par impulsion de 500 nJ. Nous avons enregistré pendant deux heures les variations d'intensité entre chaque impulsion, mesure qui nous a conduit à une valeur RMS inférieure à 1%. La forme du spectre présenté dans la figure 2 est caractéristique des lasers fonctionnant en régime

de dispersion normal. Les fronts abrupts que l'on peut y observer sont directement liés à l'utilisation d'un SESAM dans la cavité. En effet, alors que les impulsions sont significativement étirées dans la cavité, le spectre se trouve lui sculpté dans le domaine temporel par une porte imposée par le SESAM. Le spectre possède une largeur à mi-hauteur de 5,4 nm avec une largeur totale de 7 nm bord à bord. On observe un très bon contraste (supérieur à 25 dB) entre l'émission à 976 nm et l'émission à 1030 nm (Fig. 2). En raison du fonctionnement en régime de dispersion normal du laser, les impulsions délivrées sont naturellement étirées et atteignent une durée de 17 ps. Puisque la dispersion est essentiellement due à la dispersion des matériaux dans la cavité estimée à $2.8 \times 10^6 \text{ fs}^2$, ces impulsions peuvent être partiellement recomprimées dans un compresseur à réseau. Nous employons deux réseaux en transmission avec 1740 traits/mm. Après optimisation, une mesure FROG a permis de reconstruire le profil temporel de l'impulsion présenté sur la figure 3. La durée de ces impulsions est de 460 fs ce qui correspond à 1,05 fois la limite de Fourier (Fig. 3). Cependant, la mauvaise efficacité de notre compresseur (environ 50 % dû aux réseaux utilisés optimisés pour 1030 nm) nous permet seulement de délivrer 2,1 W de puissance moyenne après compression ce qui correspond à une puissance crête mesurée de 540 kW. En considérant une efficacité de 90 % atteignable avec une paire de réseaux adaptés, la puissance de crête potentielle est de 972 kW, valeur très proche du MW.

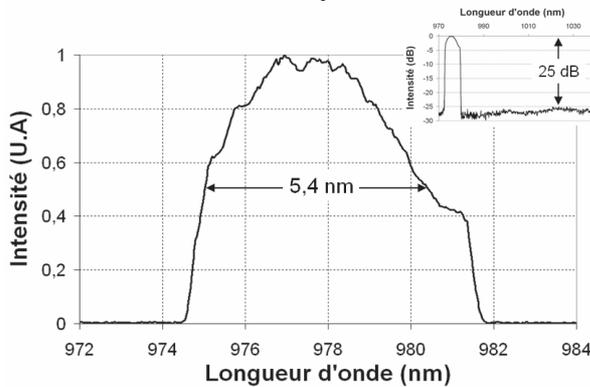


Fig. 2: Spectre mesuré expérimentalement.
Insert : spectre en dB et valeur du contraste 976nm/1030nm

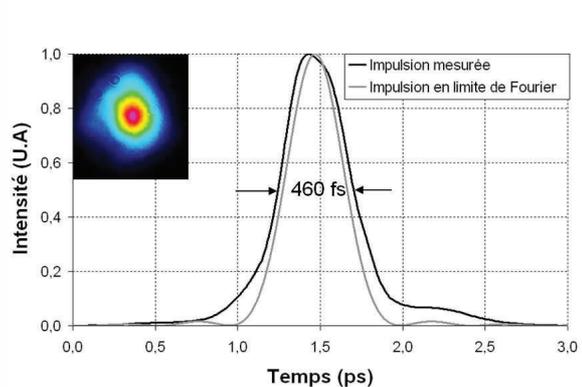


Fig. 3 : Profil temporel de l'impulsion recomprimée.
Insert : image du mode de sortie en champs lointain

CONCLUSION

Nous avons démontré la réalisation d'un laser à fibre haute énergie dopée Yb en régime de fonctionnement à modes bloqués émettant à 976 nm. Notre laser est très stable, auto-démarrant et délivre une énergie de 500 nJ par impulsion. Les impulsions sont ensuite comprimées à une durée de 460 fs (1,05 fois la limite de Fourier) délivrant 540 kW de puissance crête. L'optimisation du système de compression nous permettra de générer des impulsions de puissance crête proche du Mégawatt.

RÉFÉRENCES.

- [1] C. Lecaplain *et al.* "High-energy femtosecond photonic crystal fiber laser", *Opt. Lett.* **35**, 3156, 2010
- [2] J.R. Armitage *et al.*, "Highly efficient 980 nm operation of an Yb³⁺-doped silica fibre laser," *Electron. Lett.*, Vol. 25, Issue 5, p.298-299, 1989
- [3] J. Bouillet *et al.* "High power ytterbium-doped rod-type three-level photonic crystal fiber laser," *Optics Express*, Vol. 16 Issue 22, pp.17891-17902, 2008
- [4] F. Roeser *et al.*, "94 W 980 nm high brightness Yb-doped fiber laser," *Optics Express*, Vol. 16, no. 22, pp. 17310-17318, 2008
- [5] L. Orsila *et al.*, "Mode-locked ytterbium fiber lasers," *Applied Optics*, vol. 43, no. 9, 2004.
- [6] J. Lhermite *et al.*, "High energy femtosecond fiber laser at 976 nm", *Optics Letters*, Vol 35 ,No 20 , 3459-3461, 2010

REALISATION D'UN LASER A FIBRE DOPEE YTTERBIUM DE FORTE PUISSANCE MOYENNE DELIVRANT DES IMPULSIONS DE 22 PICOSECONDES A 40 MHZ

Pierre Deslandes^{1,2}, Damien Sangla², François Salin², Julien Saby² et Eric Freysz¹.

¹ Université de Bordeaux, CNRS, LOMA, UMR 5798, 351, Cours de la libération, 33405 Talence, France

²Eolite Systems, 11 Avenue Canteranne 33 600 PESSAC FRANCE

p.deslandes@cpmoh.u-bordeaux1.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la réalisation d'un laser fonctionnant en régime de verrouillage actif des modes en phase à l'aide d'une fibre dopée ytterbium à cristaux photoniques, délivrant à 40 MHz des impulsions de 22 ps avec une puissance moyenne de 10 W et une énergie de 250 nJ.

MOTS-CLEFS : *laser à fibre; laser à verrouillage des modes en phase ; fibre dopée ytterbium à cristaux photoniques.*

1. INTRODUCTION

Le développement de lasers solides pompés par diode dans le régime picoseconde est motivé par de nombreuses applications comme le micro-usinage ou le marquage industriel. Ces utilisations nécessitent des systèmes efficaces délivrant de forte puissance moyenne et de forte puissance crête. C'est notamment dans ce contexte que les lasers à base de cristaux de Nd:YVO₄ ont été développés, mais les puissances moyennes délivrées par ceux-ci sont fortement limitées par les effets thermiques qui se développent dans ce type de milieu [1]. La structure à double cœur des fibres dopées ytterbium permet la réalisation de systèmes très efficaces. Elle est en outre capable de supporter de fortes puissances de pompe. Par ailleurs, le développement récent des fibres à cristaux photoniques de large aire modale permet en plus de limiter considérablement l'apparition d'effets non-linéaires tout en maintenant une excellente qualité de faisceau. Quelque soit le type de milieu amplificateur utilisé, deux technologies distinctes permettent la génération d'impulsions courtes à l'aide du régime de verrouillage en phase des modes longitudinaux d'une cavité laser : le verrouillage passif ou le verrouillage actif. Pour la génération d'impulsions ayant des durées inférieures à 100 ps l'utilisation du seul verrouillage actif des modes est insuffisant [2]. Le verrouillage passif des modes permet de contourner cette difficulté. Ce dernier peut être réalisé en utilisant notamment des absorbants saturables du type SESAM ou par rotation non linéaire de polarisation (NPE) [3]. Afin de s'affranchir des problèmes liés au vieillissement des SESAM, nous avons choisit de travailler avec la NPE. En outre, la mise en œuvre du verrouillage par NPE est relativement simple et peu couteuse. Enfin, la montée en énergie est plus simple à réaliser car il n'est pas nécessaire de reconfigurer de la cavité pour éviter la photo-dégradation du SESAM.

2. DESCRIPTION DU MONTAGE

Le schéma du montage utilisé est présenté sur la figure 1. Pour contrôler la polarisation à l'entrée de la fibre, nous avons utilisé le schéma classique de contrôle de polarisation incluant les lames de phases ($\lambda/4$ et $\lambda/2$) et un cube séparateur de polarisation. La fibre est une fibre double gaine

microstructurée dopée Ytterbium de 2.3 mètres de long avec un cœur de 30 μm et une gaine de pompe de 150 μm . Cette fibre est pompée par une diode laser émettant à 976 nm à travers un miroir dichroïque haute transmission à 976 nm et hautement réfléchissant à 1030 nm. La lumière est couplée à l'extérieur de la cavité par simple réflexion de Fresnel sur la face de sortie de la fibre polie à 0°. La cavité est refermée par un miroir hautement réfléchissant. Le modulateur acousto-optique assure quand à lui le démarrage du laser.

Dans une telle configuration le laser délivre un train d'impulsion de 40 MHz

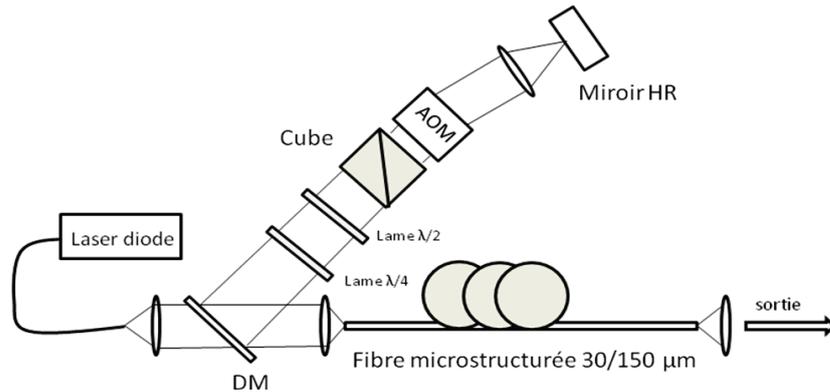


Figure 1 MD: miroir dichroïque, Cube: cube séparateur de polarisation, AOM: modulateur acousto-optique

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

A l'aide de notre montage expérimental, nous avons obtenu un train d'impulsion stable à 1030 nm dont la puissance moyenne est comprise entre 2 W et 10 W. Dans ce régime de fonctionnement, la pente d'efficacité du laser est supérieure à 50 % (cf. Figure 2).

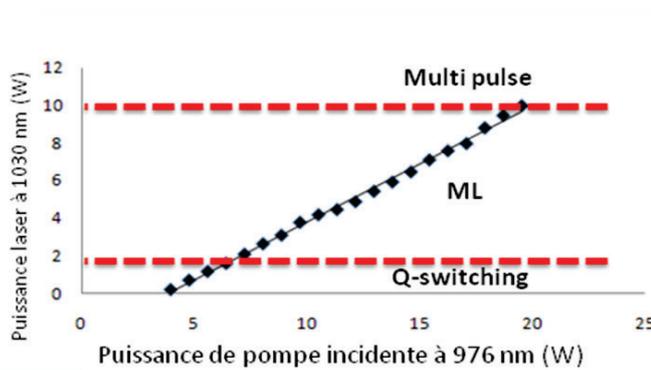


Figure 2. Courbe d'efficacité du laser

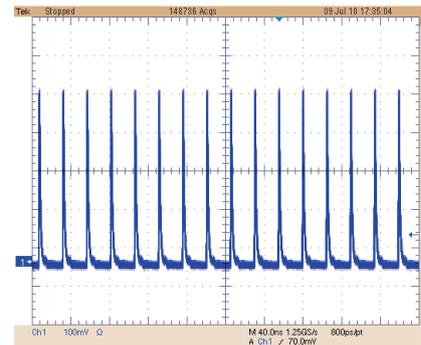


Figure 3. Train d'impulsion à 40 MHz

Comme attendu, le taux de répétition de notre laser est de 40 MHz. Il correspond au temps d'aller-retour d'une impulsion dans notre cavité (voir Figure 3). Nous avons mesuré la durée des impulsions délivrées à l'aide d'un autocorrélateur mis au point au laboratoire permettant d'atteindre des délais de l'ordre de plusieurs centaines de picosecondes. La trace d'autocorrélation obtenue pour une puissance laser de 2,2 W a une largeur à mi-hauteur de 31 ps (voir Figure 4(a)). Pour une impulsion supposée gaussienne, la durée correspondante est donc de 22 ps. La puissance crête est de

11 kW et l'énergie de 250 nJ. Le laser est polarisé rectilignement et le profil spatial du faisceau reproduit sur la Figure 4 (b) souligne le caractère monomode de l'émission.

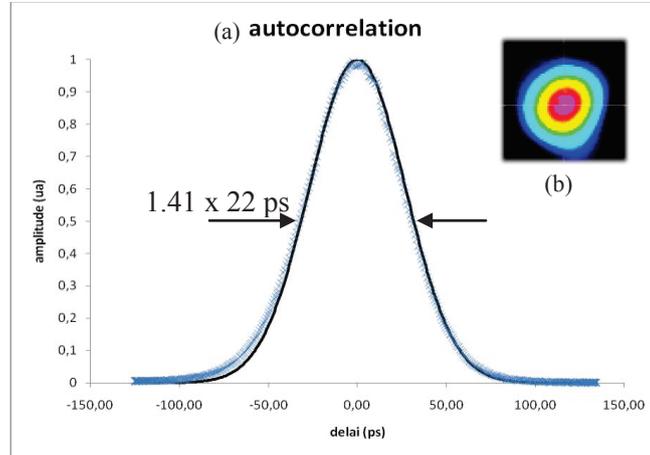


Figure 4. (a) Trace d'autocorrélation (marques bleues) et fit gaussien (trait plein noir). (b) profil spatial.

Nous avons noté que ce laser délivre un train d'impulsions stables sur une large zone de pompage. Pour des puissances de pompe inférieures à 6 W, le laser fonctionne en régime déclenché. Au-delà de 20 W de pompe le laser fonctionnait en régime multi-impulsionnel. Nous avons pu observer jusqu'à 4 impulsions synchronisées oscillant simultanément dans la cavité.

4. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Nous avons démontré la réalisation d'un laser fonctionnant en régime de verrouillage passif des modes en phase. La stabilité de ce système a été éprouvée pendant plusieurs heures. Il génère un train d'impulsions de 22 picosecondes à une cadence de 40 MHz. La puissance moyenne de ce système totalement auto démarrant est de 10 W. Cela correspond à une énergie par impulsion de 250 nJ et une puissance crête de 11 kW. A notre connaissance, il s'agit de la plus forte puissance moyenne extraite à ce jour de ce type d'oscillateur. Nous envisageons de poursuivre notre étude afin de corrélérer nos mesures expérimentales à des études théoriques notamment afin de comprendre en particulier l'influence des effets non linéaires et du filtrage spectral.

REFERENCES

- [1] T. Graf et al., "Multi-Watt Nd:YVO4 laser, mode-locked by a semiconductor saturable absorber mirror and side-pumped by a diode-laser bar", Opt. Commun. 159, 84-87 (1999).
- [2] A. E. Siegman, "Lasers".
- [3] V. J. Matsas et al., "Self-Starting, Passively Mode-Locked Fabry-Perot Fiber Soliton Laser Using Nonlinear Polarization Evolution" IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 5, NO. 5, May 1993.

COMBINAISON COHERENTE D'AMPLIFICATEURS A FIBRE EN REGIME FEMTOSECONDE

L. Daniault¹, M. Hanna¹, L. Lombard², Y. Zaouter³, E. Mottay³, D. Goular², P. Bourdon², F. Druon¹, P. Georges¹

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

²Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales, DOTA, Chemin de la Hunière, 91761 Palaiseau, France

³Amplitude Systèmes, 6 allée du Doyen Georges Brus, 33600 Pessac, France

louis.daniault@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous décrivons la combinaison cohérente de deux amplificateurs à fibre, insérés dans un montage d'amplification à dérive de fréquence, à partir d'un oscillateur commercial. À l'aide d'une boucle de rétroaction utilisant un modulateur de phase électro-optique, une puissance moyenne de 7.2 W est obtenue avant compression avec une efficacité de recombinaison de 90 %. Les qualités spatiales et temporelles de l'oscillateur sont conservées, avec une durée d'impulsion finale de 325 fs. Cette démonstration de principe permet d'imaginer la montée en puissances crête / moyenne des sources fibrées femtoseconde.

MOTS-CLEFS : Lasers ultracourts, fibre, combinaison

1. INTRODUCTION

Les amplificateurs à fibre dopée ytterbium présentent de nombreux avantages pour générer et amplifier des impulsions femtoseconde à de hautes puissances moyennes. Cependant, pour de fortes puissances crêtes, le confinement du faisceau à l'intérieur de la fibre sur de grandes longueurs d'interaction induit inévitablement des effets non linéaires, qui dégradent notablement le profil temporel des impulsions amplifiées et limitent l'énergie accessible. L'une des solutions les plus prometteuses pour répondre à ce problème consiste à utiliser plusieurs amplificateurs en parallèle, injectés simultanément par une même source, et dont les sorties sont recombinaisonnées en espace libre de manière cohérente en un seul et unique faisceau. Cette technique, déjà utilisée en régime continu [1] et en régime nanoseconde [2], n'est a priori limitée en puissance que par le nombre de fibre à combiner. Nous rapportons ici la preuve de concept de la combinaison cohérente en régime femtoseconde pour deux amplificateurs à fibre, par un contrôle actif de la phase relative à l'aide d'un modulateur de phase électro-optique intégré [3].

2. MONTAGE

En régime continu, la différence de phase entre les faisceaux est contrôlée par une boucle de rétroaction. En régime femtoseconde, puisque les spectres des impulsions sont bien plus larges, toutes leurs composantes fréquentielles doivent être mises en phase. En d'autres termes, leur phase spectrale doit être contrôlée à tous les ordres (phase absolue, retard de groupe, dispersion de vitesse de groupe, etc.). Dans ce qui suit, pour des durées d'impulsion au-dessus de 100 fs, nous montrons qu'un ajustement statique du retard de groupe et de la dispersion de vitesse de groupe, avec une correction active de la phase absolue, est suffisant pour combiner efficacement les impulsions.

Notre montage expérimental, représenté figure 1, part d'un oscillateur femtoseconde générant des impulsions de 260 fs centrées autour de 1030 nm avec un taux de répétition de 35 MHz. Il est suivi d'un étireur, d'une lame demi-onde et d'un cube séparateur de polarisation afin de diviser le faisceau en deux bras. Le premier est composé d'un modulateur de phase LiNbO₃ fibré, suivi d'une fibre amplificatrice dopée Yb³⁺ double-gaine à large aire modale 30/150 μm, à maintien de polarisation et de 1.2 m de long. Le deuxième bras contient une fibre monomode de 2.40 m, une ligne à retard en espace libre, et un autre amplificateur à fibre identique au premier. L'intérêt de la

fibre monomode, outre le retard grossier qu'elle introduit, est de faire correspondre la dispersion de vitesse de groupe dans les deux bras.

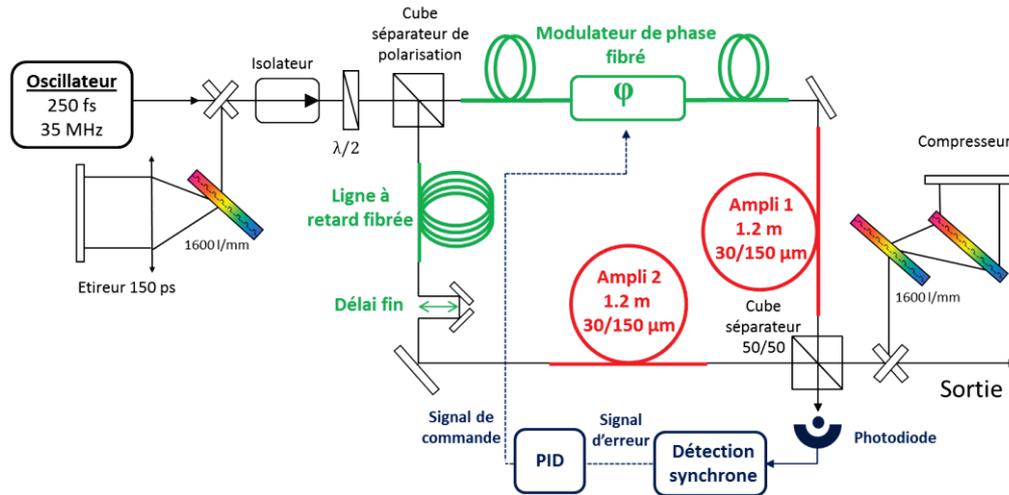


Fig. 1: Schéma expérimental de l'expérience de combinaison cohérente femtoseconde.

Les deux amplificateurs sont injectés par 100 mW de puissance moyenne et délivrent en sortie des puissances identiques de 4 W. La sortie constructive du cube séparateur va vers le compresseur, et la sortie destructive, que l'on doit minimiser, est suivie d'une photodiode. La différence de phase entre les impulsions est contrôlée à l'aide de la technique décrite dans référence [1]. La photodiode est connectée à une détection synchrone, suivie d'un système électronique de contrôle PID, qui adapte le signal au modulateur. La bande passante la boucle complète est d'environ 1 kHz, et est déterminée par l'intégration du contrôleur PID.

3. RESULTATS

Le signal de la photodiode en fonction du temps est représenté figure 2, en régime libre et régime verrouillé. Dans le premier cas, le signal évolue arbitrairement dans le temps entre les états constructifs et destructifs, ce qui détermine un contraste $(I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$ de 84 %, et permet d'estimer l'efficacité de recombinaison maximale théorique de $I_{\max} / (I_{\max} + I_{\min})$ à 92%. En réalité, la puissance de sortie est de 7.2 W, indiquant une efficacité globale de 90 %.

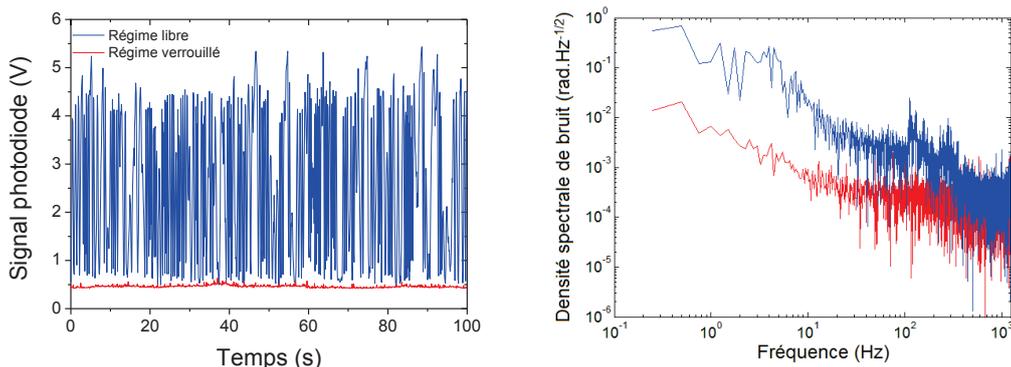


Fig. 2: (gauche) puissance détectée par la photodiode sur 100s, (droite) densité spectrale de bruit de phase ; en boucle ouverte (bleu) et en régime verrouillé (rouge).

En boucle fermée, les fluctuations résiduelles de l'intensité correspondent à une valeur RMS du bruit de phase de $\lambda/40$, en supposant que le bruit d'intensité est négligeable. Aucun réajustement de la ligne à retard n'est nécessaire pour maintenir la phase verrouillée au fil des heures. On constate sur le spectre que la plupart du bruit se trouve en dessous de 1 kHz, la bande passante du système est donc ici suffisante. Cependant, tout écart entre les fronts d'ondes, comme la

défocalisation ou l'inclinaison, ou dans les profils d'intensité, comme la position du maximum de puissance ou l'ellipticité du faisceau, se traduit par une chute importante de l'efficacité de combinaison. Les profils d'intensité de chaque bras séparé et du faisceau combiné sont indiqués figure 4. Les profils individuels ne présentent pas exactement la même forme, et le faisceau recombiné est intermédiaire. Cette légère différence spatiale implique une efficacité globale plus faible que celle attendue théoriquement à partir du contraste.

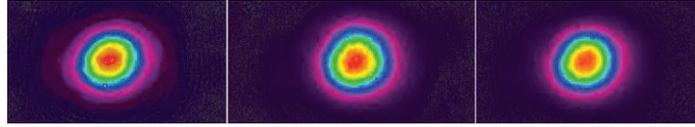


Fig. 3: Profils d'intensité des faisceaux individuels (gauche, centre) et du faisceau recombiné (droite).

Sur la figure 5, les autocorrélations de chaque bras seul et de la recombinaison présentent un très bon recouvrement avec la forme temporelle sech^2 . Les durées d'impulsion initiales sont de 315 fs et 335 fs, ce qui indique un léger écart de dispersion de vitesse de groupe, et l'impulsion recombinée a une durée moyenne de 325 fs. Le spectre recombiné est également très similaire à ceux des amplificateurs isolés, et le spectre recombiné est une fois encore entre les deux spectres initiaux, avec une largeur moyenne de 4.3 nm FWHM. Les qualités temporelle et spectrale sont donc très bien conservées après recombinaison.

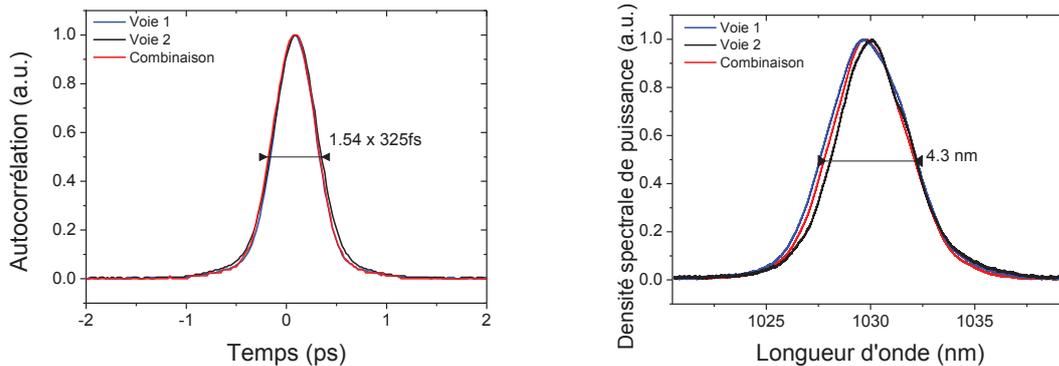


Fig. 4: (gauche) autocorrélation (droite) spectres optiques ; pour chaque bras indépendant (bleu et noir) et pour le faisceau recombiné (rouge).

CONCLUSION

Nous démontrons la combinaison cohérente de deux amplificateurs à fibre femtoseconde, en recombinant 7.2 W de puissance (4.3 W compressés) avec 90 % d'efficacité. L'erreur de phase résiduelle est de $\lambda/40$ RMS et la durée d'impulsion finale est de 325 fs, avec de bonnes qualités spatiale et temporelle. Des considérations théoriques indiquent que cette méthode peut être adaptée à un grand nombre de fibre. Cela peut enfin permettre la réalisation de systèmes amplificateurs fibrés générant de fortes puissances moyennes et crêtes simultanément. Les auteurs remercient particulièrement le RTRA Triangle de la Physique pour son soutien (contrat 2009-026T).

REFERENCES

- [1] T. M. Shay, V. Benhem, J. T. Baker, A. D. Sanchez, D. Pilkington, C. A. Lu, "Self-synchronous and self-referenced coherent beam combination for large optical arrays," IEEE J. Select. Top. Quant. Elec. 13, 480-486 (2007).
- [2] L. Lombard, A. Azarian, K. Cadoret, P. Bourdon, D. Goular, G. Canat, V. Jolivet, Y. Jaouën, and O. Vasseur, "Coherent beam combination of narrow-linewidth 1.5 μm fiber amplifiers in a long-pulse regime," Opt. Lett. 36, 523-525 (2011).
- [3] L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, E. Mottay, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon, and P. Georges, "Coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers," Opt. Lett. 36, 621-623 (2011).

CAVITE A RESEAUX DE BRAGG POUR LES LASERS A FIBRE MONOMODES DE HAUTE PUISSANCE

Laurent Lablonde¹, Olivier Rabine¹, Kalle Ylä-Jarkko², Arto Salokatve², Thierry Robin¹, Benoit Cadier¹

¹ iXFiber, rue Paul Sabatier, 22300 Lannion, France

² Corelase Oy, Vesiroineenkatu 3, FI-33720 Tampere, Finland

laurent.lablonde@ixfiber.com

RÉSUMÉ

Nous présentons la conception et l'évaluation sous flux de réseaux de Bragg pour la réalisation d'un laser à fibre continu de haute-puissance à 1 μm . Les réseaux sont inscrits dans une fibre double gaine à large mode 20/400 μm . Une réponse thermique de 0.055 $^{\circ}\text{C}/\text{W}$ a été obtenue sous 100 W de pompe à 975 nm. La photoinscription et la caractérisation d'un miroir d'entrée (R_{max}) de faible ondulation spectrale (< 0.2 dB) sont exposés dans cette étude.

MOTS-CLEFS : Réseau de Bragg ; Laser à fibre ; LMA ; FBG

1. INTRODUCTION

Développés à l'origine pour les télécommunications, les lasers à fibre sont de plus en plus employés dans le milieu industriel grâce à l'augmentation de leurs puissances optiques [1]. Ils sont utilisés pour le traitement des matériaux et bénéficient notamment de leur compacité, de leur efficacité et de leur grande brillance (forte puissance et bonne qualité de faisceau). Les miroirs à réseaux de Bragg (FBG) sont devenus des éléments incontournables dans la conception de lasers monolithiques à fibre double gaine. Pour des puissances qui peuvent atteindre plus de 1 kW en régime continu dans l'infrarouge, performance et fiabilité vont de paire et nécessitent une conception portant sur l'optimisation de la réponse optique des miroirs et la limitation de la dégradation de l'intégrité du guide multimode à la fabrication.

Dans cette étude, nous présentons la réalisation d'une cavité autour de 1070 nm à partir de réseaux de Bragg photoinscrits sur fibre double gaine à large mode (LMA) de diamètres de cœur et gaine de respectivement 20 et 400 μm .

2. CONCEPTION DES MIROIRS

Les réseaux de Bragg sont photoinscrits dans une fibre passive double gaine 20/400 μm , d'ouverture numérique 0.07 pour le cœur et 0.46 pour le guide de gaine. Préalablement à la photoinscription, la fibre est hydrogénée à une pression de 200 bars durant 12 jours pour augmenter sa photosensibilité afin d'inscrire le miroir R_{max} . La durée du traitement permet d'obtenir, à la température de 80 $^{\circ}\text{C}$, la saturation du cœur en hydrogène après diffusion à travers les 200 μm d'épaisseur de silice. Nous employons un laser continu à argon doublé (244 nm) pour inscrire les deux réseaux de la cavité. Le R_{max} est un réseau apodisé par une fonction de Bessel et à pas linéairement variable (chirp) sur une longueur de 8 mm. Il est inscrit par balayage du faisceau UV à travers un masque de phase de pas constant $\Lambda = 735.89$ nm. Apodisation et chirp sont ajustés par une technique flexible de déplacement relatif masque-fibre durant la photoinscription. Le R_{min} , de longueur 0.8 mm, est un réseau uniforme inscrit par un interféromètre à miroir de Lloyd permettant d'accorder précisément sa longueur d'onde de Bragg sur celle du R_{max} . La focalisation du faisceau UV sur la fibre est obtenue au moyen d'une lentille cylindrique de 200 mm pour les deux techniques citées. Après photoinscription, la fibre est désorbée durant 7 jours à une température de 85 $^{\circ}\text{C}$ permettant de préserver l'intégrité de son revêtement acrylate bas indice. La passivation des

FBG est réalisée à plus haute température par une méthode de traitement thermique local. Les réseaux sont ensuite regainés par un polymère de même indice que le revêtement d'origine afin de reconstituer le guide multimode.

3. CARACTERISATION ET ANALYSE

Le banc de caractérisation des réseaux est présenté sur la figure 1. Nous mesurons directement la réflectivité des réseaux puisque celle-ci ne peut être déterminée à partir du spectre de transmission dans une fibre LMA. Une source d'émission spontanée à $1 \mu\text{m}$ est injectée dans un circulateur optique pour la mesure de réflectivité. Nous utilisons pour cela un analyseur de spectre optique (Yokogawa AQ6317B) d'une résolution de 0.02 nm . Un adaptateur modal (MFA) permet de coupler la source issue d'une fibre Corning® HI1060 dans la fibre LMA du réseau. Une fibre à clivage droit est utilisée pour la prise de référence ($\approx 3.6 \%$).

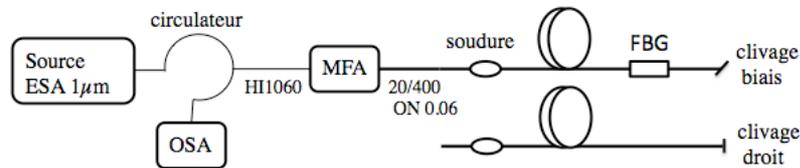


Fig. 1 : Schéma du banc de caractérisation

Malgré sa faible ouverture numérique, le cœur de la fibre LMA n'est pas tout à fait monomode. Deux ou trois modes, d'indices effectifs proches, peuvent s'y propager. Nous mesurons le profil d'indice de la fibre avec la méthode du champ proche réfracté et trouvons un saut d'indice de $1.49 \cdot 10^{-3}$. En entrant ce profil comme paramètre du logiciel FiberCAD, nous déterminons une différence d'indices effectifs $\Delta n_{\text{eff}} = 5.2 \cdot 10^{-4}$, entre le mode fondamental LP_{01} et le premier mode d'ordre supérieur LP_{11} . Si la puissance de la source est injectée dans les deux premiers modes de la fibre, nous obtenons la réponse du réseau à chacun des modes, dont l'écart de longueur d'onde de Bragg est donné par :

$$\Delta \lambda_B = \Lambda \cdot \Delta n_{\text{eff}} \quad (1)$$

Dans le cas d'un faible écart, la réflectivité du FBG est distordue par l'interférence liée au recouvrement spectral des deux réponses modales [2]. Cette distorsion est visible sur la réponse d'un R_{max} de bande-passante à -3 dB de 0.9 nm (figure 2). Malgré la présence de l'adaptateur modal, la réflectivité apparaît comme la combinaison des modes LP_{01} et LP_{11} dont la séparation de 0.4 nm est en accord avec le résultat de l'Eq. (1). Nous avons pu obtenir la réponse au mode fondamental en insérant entre le MFA et le réseau un filtre d'ordres supérieurs contribuant à fortement atténuer le LP_{11} . L'ondulation spectrale résiduelle (ripple) du battement modal est ainsi éliminée. L'utilisation de ces « précautions » de caractérisation ont permis de mesurer un R_{max} de réflectivité 81% , de ripple inférieur à 0.2 dB , avec une suppression des lobes satellites d'environ 20 dB (figure 3). Le chirp a été ajusté à 1 nm/cm afin d'obtenir une bande-passante atteignant 0.9 nm malgré les limitations imposées par la fibre (élévation d'indice photoinduite réduite) et le masque (longueur de 10 mm). La réponse ainsi obtenue est en accord avec notre résultat de simulation s'appuyant sur le modèle à matrices de transfert [3]. L'écart observé en-dessous d'une réflectivité de -25 dB s'explique par les défauts de fabrication (bruits d'amplitude et de phase du réseau) non pris en compte dans le calcul. L'amplitude de modulation d'indice de $5 \cdot 10^{-4}$ utilisée comme paramètre de simulation correspond à la variation observée sur la mesure du profil d'indice après insolation.

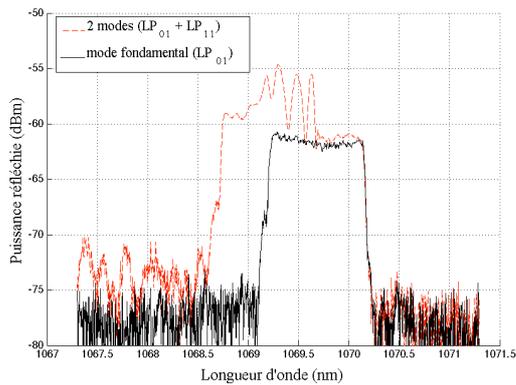


Fig. 2 : Réflectivité mesurée pour un Rmax en fonction de la répartition de puissance sur un ou deux modes de la fibre LMA

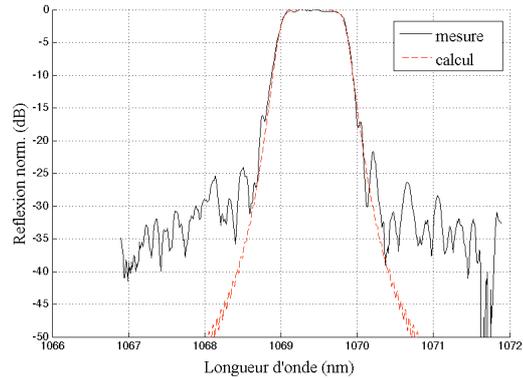


Fig. 3 : Comparaison simulation et expérience de la réflectivité d'un Rmax après photoinscription (couplage sur le mode fondamental)

Un Rmin de bande-passante 0.5 nm et de réflectivité 6 % a été accordé sur la longueur d'onde du Rmax avec un écart inférieur à 0.1 nm afin de constituer la cavité d'un laser à fibre.

Nous avons évalué l'impact de certaines étapes de fabrication, comme l'hydrogénation et la désorption-passivation, sur le fond d'atténuation du guide multimode. Nous déterminons une température maximale d'utilisation de 85°C lors de ces procédés thermiques afin de limiter la dégradation du revêtement acrylate bas indice. Une attention particulière doit être apportée aux opérations de dénudage et regainage de ces composants afin d'obtenir au final une transparence du guide multimode supérieure à 94 %. Nous avons évalué le comportement sous flux des réseaux par un diagnostic thermographique réalisé avec une puissance de pompe multimode de 100 W à 975 nm. La température du regainage du réseau s'est élevée de 5.5°C ce qui correspond à une pente thermique satisfaisante de 0.055 °C/W confirmant l'utilisation possible de la cavité pour des applications de haute-puissance.

4. CONCLUSION

Nous avons présenté la conception et la caractérisation de réseaux de Bragg permettant de constituer la cavité d'un laser à fibre monolithique de haute-puissance à 1 μm. Après la mise au point du banc de caractérisation de la réflectivité, nous avons pu faire correspondre expérience et simulation pour un couplage monomode. Nous avons validé ces composants pour une utilisation haute-puissance suite à une analyse thermographique. La prochaine étude portera sur l'optimisation de la réflectivité du Rmax et l'emploi dans un laser de puissance supérieure à 1 kW.

Ce travail a été effectué dans le cadre du projet « LIFT » [4] subventionné par la communauté européenne dans le cadre du programme de coopération FP7 (G.A. Number 228587)

RÉFÉRENCES

- [1] O. Graydon, "Technology focus on fibre lasers", Nature Photonics, 2008
- [2] W. Mohammed, X. Gu, "Fiber Bragg grating in large-mode-area fiber for high power fiber laser applications", Applied Opt., Vol. 49, 2010
- [3] B. Peterson, S. Ström, "T-matrix formulation of electromagnetic scattering from multilayered scatterers", Phys. Rev. D10, pp. 2670-2684, 1974.
- [4] <http://www.lift-project.eu/homepage.asp>

IMPACT DE LA SATURATION DU GAIN D'UN AMPLIFICATEUR OPTIQUE A SEMICONDUCTEURS UTILISÉ POUR L'AMPLIFICATION 'BOOSTER' DU RESEAU D'ACCES SUR LA QUALITE DU SIGNAL OPTIQUE

Minh Nguyet Ngo¹, Qian Deniel², Naveena Genay², Didier Erasme¹

¹ Département COMELEC, TELECOM ParisTech, 46 rue Barrault, 75013 Paris, France

² Orange Labs, 2 avenue Pierre Marzin, 22307 Lannion, France

ngo@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

Dans cet article, nous présentons une étude expérimentale de l'impact de la saturation du gain dans un amplificateur optique à semiconducteurs en configuration 'booster' sur la qualité du signal optique amplifié. Nous avons démontré que même en présence de la saturation du gain il est possible d'obtenir un signal de qualité satisfaisante et une transmission jusqu'à 75 km avec une faible pénalité a été obtenue.

MOTS-CLEFS : *amplificateur optique à semiconducteurs ; amplification 'booster'*

1. INTRODUCTION

La convergence des futurs réseaux d'accès-métropolitains demande une augmentation de la portée des liaisons (≥ 80 km) et du budget optique. Une des solutions les plus prometteuses et économiques est l'utilisation de l'amplificateur optique à semiconducteurs (SOA pour *Semiconductor Optical Amplifier*) [1-3]. En configuration 'booster', l'amplification idéale doit permettre d'obtenir une forte puissance de sortie avec un faible glissement spectral (chirp) induit sur le signal optique [4]. Si la puissance de saturation n'est pas suffisamment grande, le SOA doit fonctionner en régime de saturation pour obtenir de grandes puissances en sortie. En présence de la saturation du gain, l'effet de 'patterning' apparaît et le chirp ajouté peut être trop important. La combinaison de ces deux phénomènes est néfaste à la transmission et limite la distance des liaisons. Dans ce papier, nous étudions l'impact de la saturation du gain sur la qualité du signal optique amplifié. Nous démontrons qu'en optimisant le point de fonctionnement du SOA, malgré la saturation du gain, il est possible d'obtenir un signal de qualité satisfaisante permettant une transmission jusqu'à 75 km avec une faible pénalité.

2. DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE

Le schéma de l'expérience est décrit dans la figure 1. Le signal optique est un signal NRZ (*Non Return-to-Zero*) à 10 Gbit/s composé de séquences PRBS (*Pseudo Random Binary Sequence*) de longueur $2^{31}-1$ bits émis par un émetteur Tx. L'émetteur est composé d'un laser-modulateur à électroabsorption intégré (EML pour *Electroabsorption Modulator Laser*) commandé par un générateur de séquences (*Pulse Pattern Generator*).

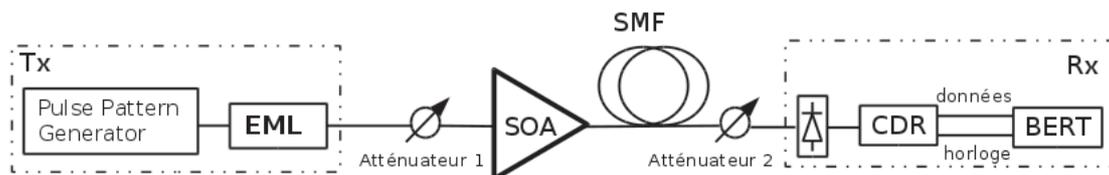


Fig. 1 : Schéma de l'expérience

En sortie de Tx, le signal optique est amplifié par un SOA avant être injecté dans la fibre standard SMF (*Single Mode Fiber*) pour la transmission. L'atténuateur 1 placé devant le SOA permet d'ajuster la puissance en entrée de l'amplificateur. A la réception Rx, la qualité du signal optique est analysée à travers des mesures de Taux d'Erreur Binaire (TEB) et des diagrammes de l'oeil. La détection est effectuée par une photodiode suivie par un dispositif de récupération d'horloge-données CDR (Clock Data Recovery). Ce dernier fournit les signaux de données et d'horloge nécessaires au détecteur d'erreurs BERT.

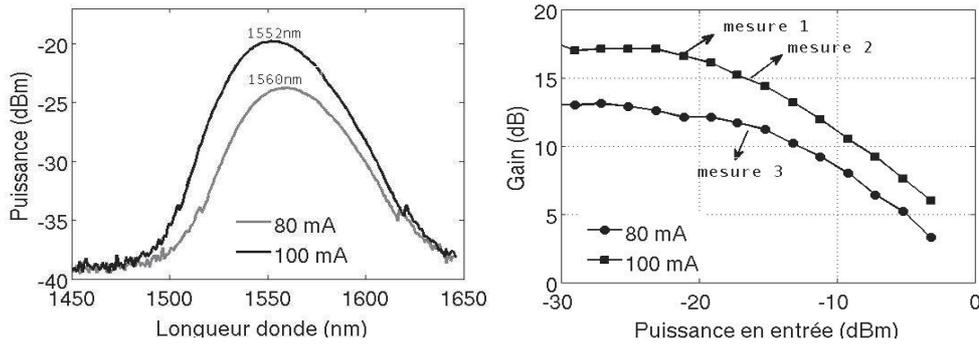


Fig. 2 : Spectres d'émission spontanée amplifiée (à gauche) et courbes de gain en fonction de la puissance d'entrée (à droite) du SOA utilisé

Le module SOA utilisé pour l'étude est un SOA non-linéaire de chez Alcatel-Thales III-V Lab dont des spectres d'émission spontanée amplifiée (ESA) et des courbes de gain en fonction de puissance d'entrée sont montrées dans la figure 2. La zone de gain est autour de 1555 nm pour les 2 courants de polarisation considérés. Les gains petit-signal à 80 mA et 100 mA sont de 13 dB et 17,5 dB respectivement. Les puissances de saturation d'entrée correspondant sont -13 dBm et -15 dBm.

3. EFFET DE LA SATURATION DU GAIN DE L'AMPLIFICATEUR

Pour étudier l'impact de la saturation du gain sur la qualité du signal optique amplifié, différents points de fonctionnement du SOA sont considérés en ajustant le courant de polarisation et la puissance arrivant sur l'amplificateur. En variant le courant, le gain petit-signal et la puissance de saturation sont modifiées. Le contrôle de la puissance d'entrée permet de mettre l'amplificateur en régime linéaire ou de saturation et d'ajuster le niveau de la compression du gain s'il est saturé. Dans un premier temps, le signal optique est caractérisé en configuration back-to-back, c'est-à-dire le signal sortant du SOA est envoyé directement au récepteur Rx sans passer par la fibre de transmission. Les résultats de mesures du TEB et les diagrammes de l'oeil sont présentés dans la figure 3. La puissance du signal en sortie du Tx est de -7 dBm avec un taux d'extinction (ER pour *Extinction Ratio*) supérieur à 10 dB.

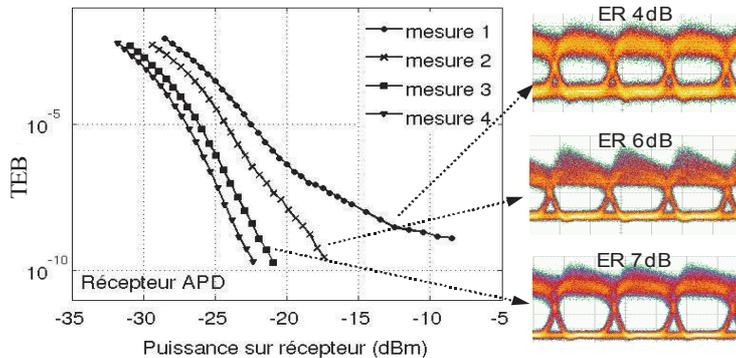


Fig. 3 : Mesures de TEB aux différents points de fonctionnement du SOA et diagrammes de l'oeil correspondants

A 100 mA, la mesure '1' est effectuée avec une puissance en entrée du SOA de -21,5 dBm. L'amplification du signal est quasi-linéaire. Le signal sortant de l'amplificateur présente un fort bruit optique, ce bruit est dû au grand niveau d'ESA du SOA. A cause du bruit d'amplitude important, le taux d'extinction du signal est fortement dégradé à 4 dB et un plancher d'erreurs autour de 10^{-9} est observé sur la courbe de TEB. Lorsque la puissance augmente à -16 dBm (mesure '2'), le SOA est saturé. Grâce à la saturation du gain, le niveau d'ESA diminue et le bruit d'optique d'origine ESA est moins important (clairement observé sur le niveau '0' du signal). Par conséquent, le diagramme de l'oeil est plus ouvert et l'ER du signal augmente à 6 dB. Malgré l'apparition de l'effet de 'patterning', la qualité globale du signal est améliorée. Ce fait est confirmé par un gain de sensibilité sur le récepteur de 5,5 dB au TEB de 10^{-8} et la disparition du plancher d'erreurs.

Pour réduire l'effet de 'patterning', la mesure '3' est effectuée avec la même puissance d'entrée du SOA mais avec un plus faible courant (80 mA). Le SOA présente néanmoins une puissance de saturation plus grande par rapport à la mesure '2'. Dans ce cas, la compression du gain est moins importante et l'effet de 'patterning' est moins prononcé. La réduction du 'patterning' est bien observée sur le diagramme de l'oeil. L'ER de 7 dB permet d'obtenir un gain de sensibilité sur le récepteur de 3 dB (TEB de 10^{-8}) par rapport à la mesure '2'. La puissance du signal de sortie est de -2 dBm. En réduisant le courant jusqu'à 70 mA (mesure '4'), la sensibilité est améliorée de 1 dB de plus mais la puissance du signal de sortie est fortement diminuée à -6 dBm ; la distance maximale de transmission sera plus petite. Par la suite, nous fixons le SOA au point de fonctionnement de la mesure '3', ce qui donne un meilleur compromis entre la qualité du signal amplifié et la puissance optique de sortie, pour une étude en transmission.

4. PERFORMANCE EN TRANSMISSION

Les résultats de mesures du TEB pour plusieurs distances de transmission et les diagrammes de l'oeil correspondant sont résumés dans la figure 4.

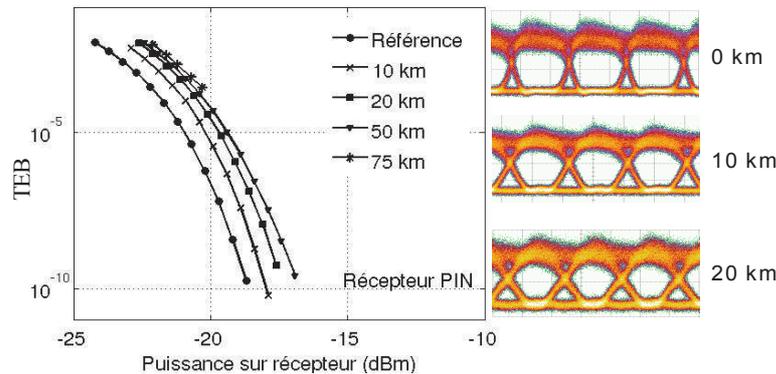


Fig. 4 : Mesures de TEB pour différentes distances de transmission et diagrammes de l'oeil correspondants

Une déformation du signal au cours de la propagation dans la fibre est clairement observée et entraîne une fermeture du diagramme de l'oeil. Cette distorsion du signal est attribuée au couplage entre le chirp induit par le SOA dans le signal amplifié et la dispersion chromatique de la fibre. Les dégradations du signal se traduisent par une pénalité de 1,3 dB à 10^{-8} sur la courbe de TEB pour 20 km. Malgré ces dégradations, une transmission à 75 km a été obtenue avec une pénalité de seulement 2 dB au TEB de 10^{-3} .

CONCLUSION

Dans cette étude, nous avons démontré que la qualité du signal amplifié par un SOA peut être améliorée en optimisant la saturation du gain pour réduire le bruit d'ESA. Il est démontré également que même en présence de l'effet de 'patterning' et du chirp, la qualité du signal obtenu est suffisante pour atteindre une transmission jusqu'à 75 km avec seulement 2 dB de pénalité.

REMERCIEMENT

Ces travaux s'inscrivent dans le cadre du projet TRILOB du pôle de compétitivités SYSTEM@TIC Paris-Region. Les auteurs tiennent à remercier Docteur Romain Brenot d'Alcatel-Thales III-V Lab pour les modules SOA et des précieuses discussions.

REFERENCES

- [1] E. K. MacHale, et al. , "Extended-Reach PON Employing 10 Gb/s Integrated Reflective EAM-SOA", ECOC 2008, paper Th.2.F.1, 2008.
- [2] Z. Belfqih, et al. , "Enhanced Optical Budget System Performance of an Burst Entended PON at 10,7 Gbit/s over 60 km of Fibre", ECOC 2008, paper Th.2.F4, 2008.
- [3] T. Watanabe, et al. , "Transmission Performance of Chirp-Controlled Signal by Using Semiconductor Optical Amplifier", *J. Ligh. Technol.*, vol. 18, no. 8, pp. 1069-1077, 2000.
- [4] R. Brenot, et al. , "New low chirp and high power semiconductor amplifier for 10 Gbit/s metropolitan transmission", ECOC 2003, paper Th.3.5.3, 2003.

**LUMIERE LENTE ET RAPIDE PAR
OSCILLATIONS COHERENTES DE POPULATION
DANS LES AMPLIFICATEURS OPTIQUES A SEMI-CONDUCTEURS.**

**Perrine Berger^{1,2}, Jérôme Bourderionnet¹, Fabien Bretenaker², Daniel Dolfi¹,
et Mehdi Alouini^{1,3}**

¹*Thales Research & Technology, 1 avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau Cedex, France*

²*Laboratoire Aimé Cotton, CNRS-Université Paris Sud 11, 91405 Orsay, France*

⁴*Institut de Physique de Rennes, UMR CNRS 6251, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes, France*

perrine.berger@thalesgroup.com

RÉSUMÉ

Nous montrons en quoi l'utilisation de matériaux semi-conducteurs pour contrôler les retards et les déphasages de signaux hyperfréquences sur porteuse optique ouvre de nouvelles perspectives. En particulier, la compréhension fine des mécanismes d'oscillations cohérentes de population (CPO) mis en jeu dans ces matériaux nous a permis de lever les limitations actuelles en termes de déphasage et de fréquence de fonctionnement. Nous illustrons ces résultats en présentant deux nouvelles architectures à lumière lente l'une fondée sur l'excitation paramétrique des CPO et l'autre sur l'Up-CPO.

MOTS-CLEFS : *lumière lente et rapide, oscillations cohérentes de population, amplificateurs optiques à semi-conducteur, optique micro-onde.*

1. INTRODUCTION

Nous nous intéressons depuis quelques années aux oscillations cohérentes de population (CPO) dans les amplificateurs semi-conducteurs (SOA) pour l'obtention et le contrôle de retards ou de déphasages hyperfréquences accordables sur porteuse optique, un des grands enjeux de l'optique micro-onde. La première prédiction du creusement spectral induit par les CPO dans les systèmes à 2 niveaux remonte à 1967 [1]. Les premières observations expérimentales ont été réalisées dans $\text{Sm}^{+2}:\text{CaF}_2$ [2] et dans le rubis [3] au début des années 1980. Ce n'est qu'en 2003 que Bigelow et al. ont expérimentalement montré que la lumière pouvait être ralentie jusqu'à 57.5 m/s à température ambiante, en utilisant la dispersion associée au creusement spectral par CPO [4]. Néanmoins, la bande passante était alors limitée à 36 Hz. L'utilisation de CPO dans les SOAs pour contrôler la vitesse de groupe de la lumière sur une bande passante atteignant le GHz suscite depuis quelques années beaucoup d'intérêt dans la communauté de l'optoélectronique et de l'optique micro-onde. En effet, la bande passante offerte par ce composant, et la commande électrique de la vitesse de groupe sont des avantages certains pour contrôler le retard et le déphasage des signaux hyperfréquences sur porteuse optique. De plus, cette voie est sans aucun doute aujourd'hui une des plus adaptées aux besoins radars et une des plus matures en termes d'intégration et de parallélisme.

Outre l'intérêt applicatif, la physique des CPO dans les semi-conducteurs est riche. En effet, la structure en bandes et l'asymétrie du gain propres aux semi-conducteurs, à l'origine du couplage gain-indice induit par les porteurs, modifient les courbes de gain et de dispersion induites par CPO par rapport à celles habituellement observées dans les systèmes à deux niveaux [5]. Dans un premier temps, nous présenterons les différentes architectures proposées. Nous mettrons en évidence les mécanismes physiques mis en jeu et nous en déduirons les limites fondamentales de ces approches. Nous proposerons alors deux nouvelles méthodes pour contourner certaines de ces limites, notamment celles imposées au déphasage maximum réalisable et à la fréquence de fonctionnement des lignes à retards accordables.

2. MISE EN ŒUVRE DES CPO DANS LES SOAs POUR CONTROLER LES RETARDS ET LES DEPHASAGES DE SIGNAUX HYPERFREQUENCE PAR VOIE OPTIQUE

Deux architectures ont été récemment proposées pour exploiter les CPO dans les SOAs afin de contrôler les retards et les déphasages de signaux hyperfréquence par voie optique [6,7]. Dans les deux approches, un laser modulé en intensité par un signal hyperfréquence est injecté dans le SOA. Si le signal de sortie est directement détecté par une photodiode rapide, le gain et la dispersion vus par le signal électrique sont étonnamment semblables à la réponse que donnerait un système à deux niveaux. Alors que si on introduit un filtre optique afin d'éliminer une des bandes latérales de modulation, le gain et la dispersion vus par le signal électrique est celui attendu pour les milieux semi-conducteurs. En effet la détection simultanée des deux bandes latérales de modulation masque dans le domaine électrique l'effet du couplage gain-indice induit par les porteurs du SOA.

D'un point de vue applicatif, ces deux architectures présentent des avantages distincts. L'architecture simple, sans filtrage optique, permet de réaliser des retards vrais accordables de 0 à 400 ps à basse fréquence (< 1 GHz). La fréquence d'utilisation de cette ligne à retards accordables est limitée par l'inverse du temps de vie des porteurs. Nous décrivons une solution pour lever cette limite dans la section 4. L'architecture utilisant un filtre optique avant la photodiode permet de réaliser des déphasages accordables proche de 180° par composant, jusqu'à 30 GHz. Néanmoins l'ajout d'un filtre optique dans l'architecture peut être critique d'un point de vue opérationnel : des conversions de bruit AM/FM sont à prévoir, et le système devient alors extrêmement dépendant de la longueur d'onde du laser utilisé. En comprenant les mécanismes mis en jeu dans cette méthode, nous avons ainsi pu proposer une architecture alternative, basée sur l'excitation paramétrique des CPO, que nous décrivons dans la section 3. Dans les deux cas, nous avons développé une modélisation robuste et prédictive du gain, des déphasages ainsi que du bruit d'intensité et des non-linéarités introduits par le SOA, ce qui est essentiel pour prédire les performances systèmes de telles liaisons opto-hyperfréquences [8,9,10,11].

3. AUGMENTATION DU DEPHASAGE PAR EXCITATION PARAMETRIQUE DES CPO

Nous avons montré théoriquement et expérimentalement qu'il était possible d'atteindre des déphasages accordables sur près de 180° dans un seul SOA sans avoir recours au filtrage optique avant la photodiode. L'exaltation des CPO par le couplage gain-indice peut en effet être remplacée par une excitation paramétrique des CPO en modulant le courant d'injection à la fréquence du signal [12]. Sur la Fig.1(a), on observe l'excitation paramétrique des CPO à basse fréquence lorsque le courant est modulé. La transition entre ce régime de CPO exaltés et le régime classique d'amplification est accompagnée d'un saut de phase de près de 180°. La position spectrale de cette transition étant accordable, il est possible de concevoir un déphaseur programmable sur ce principe (Fig.1(b)).

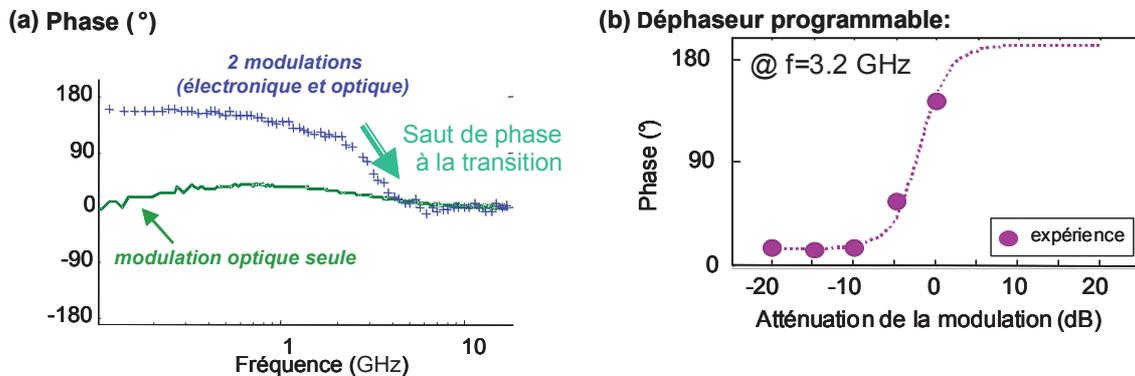


Fig. 1 : Excitation paramétrique des CPO. (a) Phase du signal RF, introduit par le SOA, lorsque seule la puissance optique incidente est modulée par le signal RF (vert), et lorsque la puissance optique incidente et le courant d'injection sont modulés par le signal RF (bleu). (b) Déphaseur programmable obtenu.

4. MONTEE EN FREQUENCE PAR UP-CPO

Les SOAs peuvent aussi être utilisés en tant que lignes à retards vrais accordables. Néanmoins la fréquence centrale d'utilisation est alors limitée par l'inverse du temps de vie des porteurs, soit inférieure au GHz. Nous venons de montrer théoriquement et expérimentalement qu'une montée en fréquence par saturation croisée du gain était possible. Des retards accordables d'une centaine de picosecondes ont été expérimentalement obtenus jusqu'à 35 GHz. Il est à noter que ce principe ne présente pas de limite en terme de fréquence de fonctionnement. La bande passante instantanée est quant à elle toujours limitée par l'inverse du temps de vie des porteurs (< GHz).

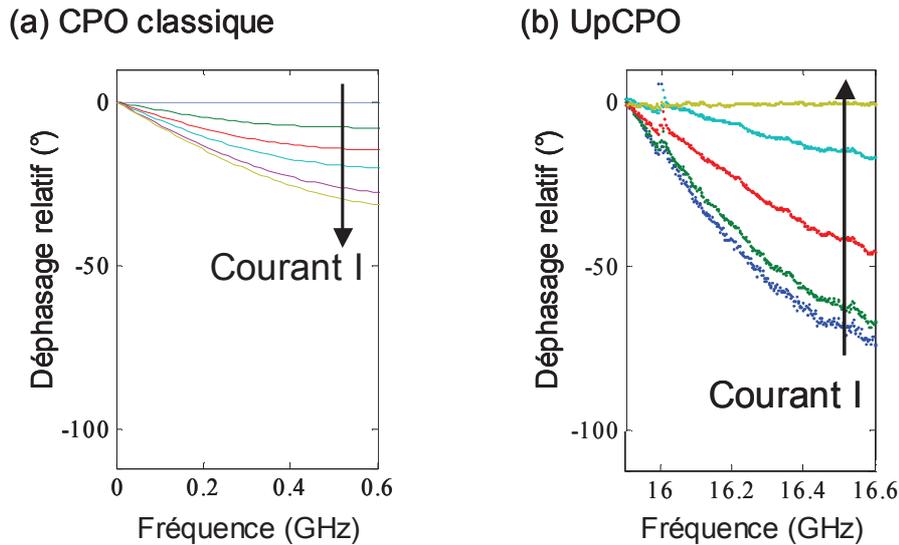


Fig. 2 : Déphasage relatif introduit (a) par CPO avec l'architecture classique et (b) par UpCPO avec l'architecture combinant CPO et saturation croisée du gain. Les retards obtenus sont contrôlables en faisant varier le courant du SOA.

CONCLUSION

L'exploration fine des mécanismes physiques de CPO mis en jeu dans les SOAs nous a permis de cerner les limites des architectures exploitant cet effet afin de contrôler les retards et les déphasages de signaux hyperfréquence par voie optique. Cela nous a amené à proposer deux nouvelles approches apportant des solutions aux limitations des architectures classiques, à savoir l'excitation paramétrique des CPO et le Up-CPO.

RÉFÉRENCES

- [1] S. E. Schwarz, and T. Y. Tan, Appl. Phys. Lett., vol. 10, pp. 4-7, 1967.
- [2] J. H. Lee, J. J. Song, M. A. F. Scarparo, and M. D. Levensont, Opt. Lett., vol. 5, pp. 196-198, 1980.
- [3] L. W. Hillman, R. W. Boyd, J. Krasinski, and C. R. Stroud, Opt. Comm., vol. 45, pp. 416 – 419, 1983.
- [4] M. S. Bigelow, N. N. Lepeshkin, and R. W. Boyd, Phys. Rev. Lett., vol. 90, pp. 113903, 2003.
- [5] G. P. Agrawal, J. Opt. Soc. Am. B, vol. 5, pp. 147-159, 1988.
- [6] J. Mørk, R. Kjør, M. Van der Poel, and K. Yvind, Opt. Expr., vol. 13, pp. 8136-8145, 2005.
- [7] W. Xue, S. Sales, J. Mork, and J. Capmany, Opt. Lett., vol. 33, pp. 1084-1086, 2008.
- [8] P. Berger, M. Alouini, J. Bourderionnet, F. Bretenaker, D. Dolfi, Opt. Expr., vol. 18, pp. 685-693, 2010.
- [9] P. Berger, M. Alouini, J. Bourderionnet, F. Bretenaker, D. Dolfi, C. R. Phys., vol. 10, pp. 991–999, 2009.
- [10] P. Berger, M. Alouini, J. Bourderionnet, F. Bretenaker, and D. Dolfi, Opt. Expr., vol. 17, pp. 20584-20597, 2009.
- [11] P. Berger, J. Bourderionnet, F. Bretenaker, D., S. Dúill, G. Eisenstein, and M. Alouini, Opt. Lett., vol. 35, pp. 2762-2764, 2010.
- [12] P. Berger, J. Bourderionnet, G. de Valicourt, R. Brenot, D. Dolfi, F. Bretenaker, and M. Alouini, Opt. Lett., vol. 35, pp. 2457-2459, 2010.

CARACTERISATION SPECTRALE D'UN LASER A FIBRE DE PUISSANCE, MONOFREQUENCE ET DE FAIBLE LARGEUR DE RAIE EMETTANT A 780 NM POUR DES APPLICATIONS DE REFROIDISSEMENT D'ATOMES PAR LASER

Alain Mugnier, Eric Le Mercier, Ronan Lebref, Mathieu Jacquemet, David Pureur

QUANTEL, 4 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France

alain.mugnier@quantel.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une méthode originale de caractérisation de la largeur de raie d'une source de puissance à 780 nm obtenue par doublage de fréquence d'un laser à fibre à 1560 nm. Le spectre optique est calculé à partir du spectre de bruit de fréquence mesuré expérimentalement. Bénéficiant des avantages technologiques des lasers à fibre, cette source représente une avancée significative dans le domaine des sources de pompage pour le refroidissement d'atomes par laser.

MOTS-CLEFS : *laser à fibre de puissance ; doublage de fréquence ; largeur de raie ; refroidissement d'atomes par laser*

1. INTRODUCTION

Les sources laser de faible largeur de raie à la longueur d'onde de 780 nm (correspondant à la transition D2 du Rubidium) sont utilisées pour refroidir et piéger des atomes pour, par exemple, la réalisation d'un condensat de Bose-Einstein ou des applications de gravimétrie [1]. Pour la caractérisation spectrale d'un laser de faible largeur de raie (inférieure ou égale à typiquement 100 kHz), la technique standard d'auto-hétérodynage, utilisant un interféromètre fibré, nécessite une ligne à retard d'au moins 10 km et devient difficile à implémenter dans le visible ou le proche infrarouge du fait de l'excessif niveau de pertes de fond des fibres à ces longueurs d'onde. De plus, l'interprétation des résultats de mesure est problématique dès lors que le bruit de fréquence du laser n'est plus dominé par une contribution de type bruit blanc et devient coloré en fréquence [2]. Après avoir décrit la source laser de puissance réalisée à 780 nm, nous présentons donc une méthode alternative de détermination de la largeur de raie de cette source basée sur une mesure du spectre de bruit de fréquence.

2. LASER A FIBRE DE PUISSANCE A 780 NM

Le schéma du laser à fibre de puissance que nous avons développé à 1560 nm, ainsi que celui du dispositif de doublage en fréquence associé, sont décrits sur la figure ci-dessous :

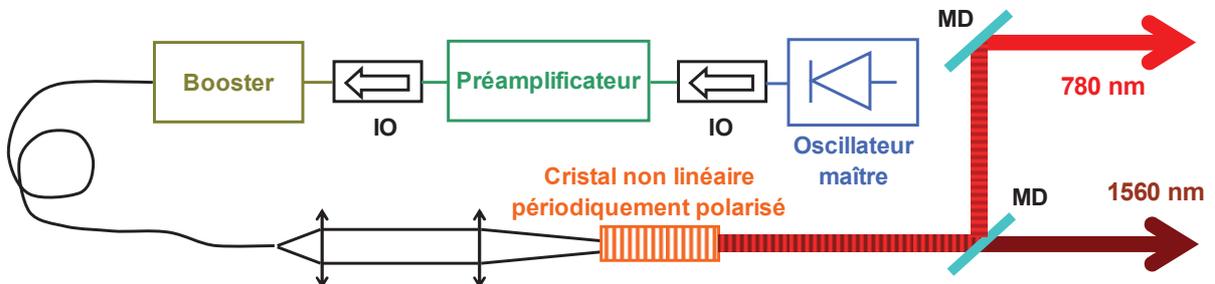


Fig. 1 : Dispositif expérimental (IO : isolateur optique ; MD : miroir dichroïque)

Pour le laser à fibre à 1560 nm, il s'agit d'une configuration fibrée du type oscillation maître-amplificateur de puissance. L'oscillateur maître est un laser à semi-conducteur monofréquence de

faible largeur de raie, son émission est polarisée linéairement et la puissance délivrée est de 15 mW à 1560 nm. Il est amplifié à travers deux étages d'amplification, d'abord un préamplificateur puis un amplificateur de puissance (booster) qui peut délivrer jusqu'à près de 12 W à 1560 nm pour une puissance de pompe de 39 W. Ces amplificateurs utilisent des fibres double-gaine codopées Erbium-Ytterbium. Les caractéristiques de la fibre du booster et la configuration de pompage de cet amplificateur sont optimisées pour se prémunir de l'effet Brillouin, qui limite généralement la montée en puissance des lasers à fibre monofréquence. La maîtrise des conditions d'injection en entrée de fibre active associée à un filtrage modal par courbure permet d'obtenir une émission sur un unique mode transverse et donc de garantir une bonne qualité de faisceau en sortie du laser ($M^2 \leq 1.1$). Afin d'obtenir une émission polarisée, tous les éléments du montage laser utilisent des fibres à maintien de polarisation : le taux d'extinction en polarisation à la sortie du laser est de 17 dB.

Le doublage de fréquence est réalisé par simple passage dans un cristal non linéaire périodiquement polarisé. L'accord de phase est obtenu par ajustement de la température du cristal. En utilisant un matériau à fort coefficient non linéaire et un cristal relativement long, nous obtenons dans des conditions de focalisation optimisées une puissance de près de 1,8 W à 780 nm pour 12 W à 1560 nm. L'évolution de la puissance doublée et de l'efficacité de doublage en fonction de la puissance fondamentale sont présentées sur la figure ci-dessous.

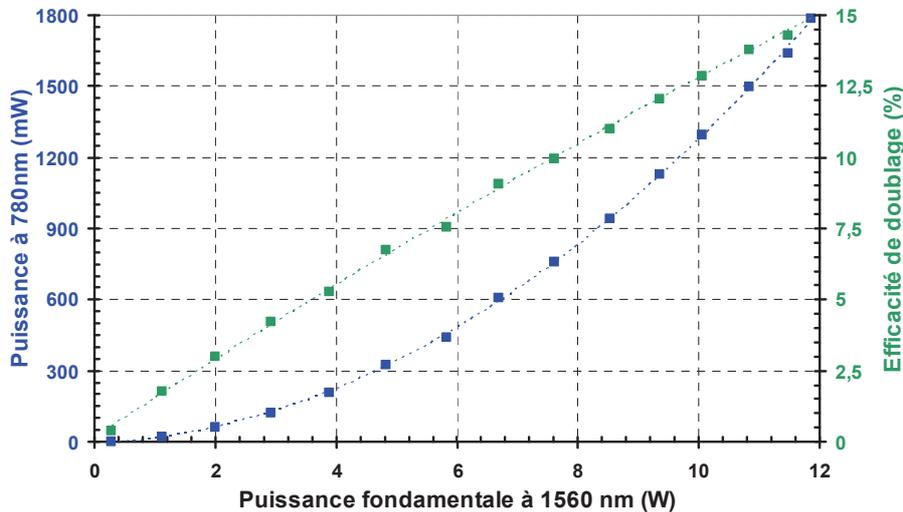


Fig. 2 : Caractéristique en puissance de la génération de seconde harmonique et de l'efficacité de doublage

3. CARACTERISATION SPECTRALE

La méthode proposée pour évaluer la largeur de raie du laser consiste à calculer son spectre optique $S_E(\nu)$ à partir de la donnée expérimentale de la densité spectrale de puissance du bruit de fréquence $S_{\delta\nu}(f)$ (distribution unilatérale exprimée en Hz^2/Hz). Pour cela, on calcule d'abord la fonction d'auto-corrélation en champ $\gamma(\tau)$ grâce à la relation suivante [3] :

$$\gamma(\tau) = e^{-2 \int_0^{+\infty} S_{\delta\nu}(f) \frac{\sin^2(\pi f \tau)}{f^2} df} \quad (1)$$

Nous déduisons ensuite le spectre optique du laser qui est, d'après le théorème de Wiener-Khinchine, la transformée de Fourier de cette fonction d'auto-corrélation. A noter que, lorsque le bruit de fréquence n'est pas blanc, le profil de raie obtenu dépend du temps d'observation de la mesure qui détermine la fréquence minimale du bruit de fréquence mesuré.

Pour mesurer le bruit de fréquence, nous avons construit à chacune des deux longueurs d'onde un interféromètre fibré de type Mach-Zehnder avec un déséquilibre typique de 10 m de fibre : lorsque l'on asservit l'interféromètre en quadrature, celui-ci permet de réaliser la

démodulation des variations de fréquence du laser. La figure 3(a) présente les spectres de bruit de fréquence obtenus qui comportent dans les deux cas une contribution significative de bruit basse fréquence en $1/f$. Les spectres optiques calculés à partir de ces mesures (temps d'observation de 100 ms) sont quasi-gaussiens et les largeurs de raie à mi-hauteur correspondantes à 1560 et 780 nm sont respectivement de 59 et 153 kHz (figure 3(b)). Nous constatons expérimentalement que ces résultats ne dépendent pas du niveau d'amplification à 1560 nm ni de celui de conversion à 780 nm.

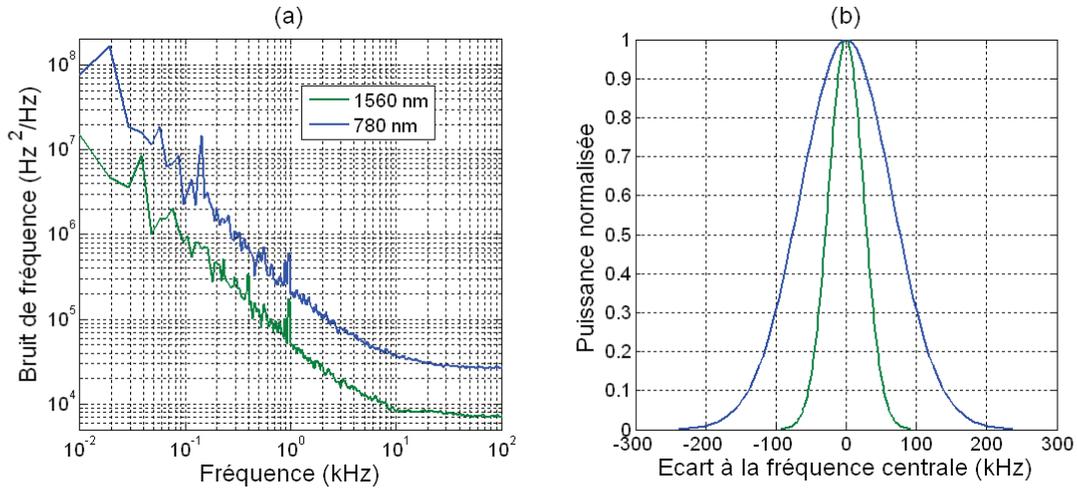


Fig. 3 : Spectres de bruit de fréquence mesurés (a) et spectres optiques calculés (b) à 1560 et à 780 nm

Lors du processus de doublage, les fluctuations instantanées de fréquence $\delta v'(t)$ de l'onde harmonique sont doublées par rapport à celles $\delta v(t)$ à la longueur d'onde fondamentale. La densité spectrale de puissance du bruit de fréquence est donc quadruplée. La comparaison des résultats obtenus à 1560 et 780 nm permet en effet de vérifier que $S_{\delta v'}(f) = 4 S_{\delta v}(f)$. Avec notre méthode, il est ainsi possible de calculer la largeur de raie à 780 nm uniquement à partir de la mesure du bruit de fréquence à 1560 nm. A noter que le ratio des largeurs de raie dépend du profil de bruit de fréquence : il vaut dans notre cas 2,6 mais peut atteindre 4 dans le cas d'un bruit blanc de fréquence.

CONCLUSION

Nous avons développé à partir d'un laser à fibre mono-fréquence une source de puissance de faible largeur de raie (153 kHz) émettant 1,8 W à 780 nm. Grâce à tous les avantages de la technologie des lasers à fibre (compacité, efficacité, fiabilité), cela représente une avancée majeure dans le domaine des sources de pompage pour le refroidissement d'atomes par laser. Nous avons présenté une méthode originale de caractérisation de la largeur de raie de cette source. Cette méthode peut simplement être transposée à d'autres longueurs d'onde dans le visible ou le proche infrarouge. Chemin faisant, nous avons clarifié la relation existante entre largeurs de raie de l'onde fondamentale et de celle doublée dans le cas de la génération de seconde harmonique d'un laser mono-fréquence et ainsi mis en évidence une méthode simple pour calculer la largeur de raie de l'onde doublée à partir d'une mesure du bruit de fréquence de l'onde fondamentale.

RÉFÉRENCES

- [1] R.A. Nyman et al., "I.C.E.: a Transportable Atomic Inertial Sensor for Test in Microgravity," Applied Physics B., vol. 84, pp. 673-681, 2006.
- [2] P. Horak and W.H. Loh, "On the delayed self-heterodyne interferometric technique for determining the linewidth of fiber lasers," Opt. Express, vol. 14, pp. 3923-3928, 2006.
- [3] J.F. Cliche, M. Allard and M. Têtu, "High-power and ultranarrow DFB laser: the effect of linewidth reduction systems on coherence length and interferometer noise," Proceedings of the SPIE (Defense and Security Symposium 2006), vol. 6216, n°62160C, 2006.

ASSEMBLAGE EVANESCENT DE NANOCAVITES A CRISTAUX PHOTONIQUES

**Benoît Cluzel¹, Kevin Foubert¹, David Peyrade², Emmanuel Picard³, Emmanuel Hadji³,
Frédérique de Fornel¹**

¹ *Groupe d'Optique de Champ Proche - LRC CEA n°DSM-08-36, Laboratoire Interdisciplinaire
Carnot de Bourgogne. UMR CNRS n°5209- Université de Bourgogne,*

² *Laboratoire des Technologies de la Microélectronique, CNRS, 38054 GRENOBLE,*

³ *Laboratoire Silicium Nanoélectronique Photonique et Structures, INAC/SP2M/SiNaPS, CEA
Grenoble*

benoit.cluzel@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons ici les phénomènes de couplage en champ proche optique entre nanocavités à cristaux photoniques en silicium sur isolant. Nous concevons et réalisons différents types d'assemblage de nanocavités. Ceux-ci sont analysés par spectroscopie des modes guidés champ lointain et par microscopie en champ proche optique. Nous développons enfin des modèles analytiques permettant de rendre compte des phénomènes observés.

MOTS-CLEFS : *nanocavité; cristal photonique; microscopie en champ proche optique.*

1. INTRODUCTION

Les cavités optiques miniaturisées à l'échelle submicronique promettent une large variété d'applications allant du traitement quantique de l'information [1] à la détection d'objets biologiques [2]. Leur habilité à confiner la lumière dans un volume dans lequel les interactions lumière-matière sont exaltées, où encore dans lequel la lumière est piégée ou ralentie, a motivé d'importants efforts de recherche ces vingt dernières années. Les avancées dans la maîtrise des techniques de micro et nanofabrication et dans la compréhension des processus électromagnétiques mis en jeu dans les cristaux photoniques ont permis le développement de telles cavités à base de cristaux photoniques dont le volume de confinement atteint la limite de diffraction alors que le champ électromagnétique local est exalté plusieurs millions de fois.

Notre contribution dans ce domaine concerne une géométrie particulière de nanocavités directement intégrée sur un guide d'onde de silicium sur isolant. Après avoir reporté les propriétés d'une nanocavité individuelle, nous présenterons les propriétés bien particulières qui peuvent être obtenues, tant en champ lointain qu'en champ proche, lorsque nous considérons des assemblages multiples par champ évanescent de nanocavités.

2. NANOCAVITE INDIVIDUELLE, PROPRIETES DE LA CELLULE ELEMENTAIRE

La nanocavité à laquelle nous nous intéressons est une nanocavité de type Fabry Perot intégrée sur un guide d'onde. Les miroirs de la cavité sont constitués d'un cristal photonique unidimensionnel à base de trous d'air percés dans le guide d'onde (Fig. 1(a)) et munis d'une zone d'adaptation d'impédance limitant les pertes hors plan. Le facteur de qualité de la nanocavité est contrôlable entre 10^3 et 10^4 par ajustement du nombre de trous dans les miroirs [3]. Le volume de la nanocavité est évalué en champ proche optique (Fig. 1(b)) à $0.6(\lambda/n)^3$, ce qui la positionne parmi les plus petites cavités existantes [4]. De ce fait, les interactions lumière-matière dans son volume sont fortement exaltées, une illustration de ce fait étant visible dans son spectre de transmission qui présente de la bistabilité optique pour des puissances d'entrée inférieures au microwatt [5] (Fig. 1(c)).

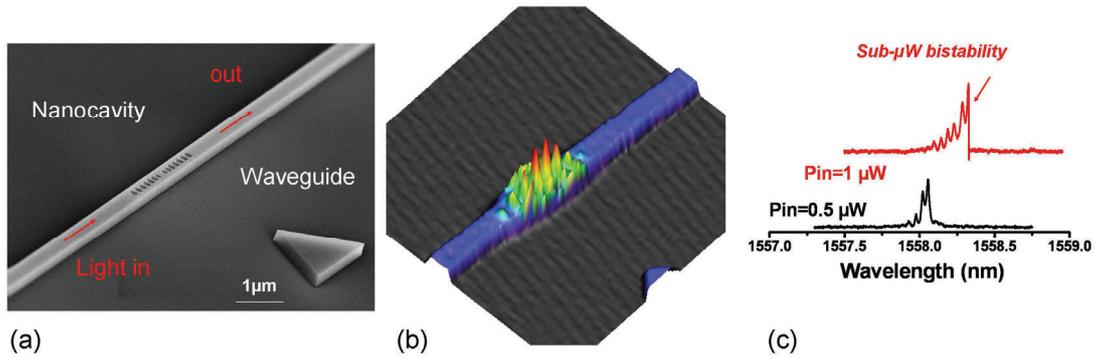


Fig. 1 : (a) Vue au microscope électronique à balayage d'une nanocavité intégrée sur guide d'onde. (b) Vue 3D d'une fusion entre la topographie de la nanocavité et l'image optique de sa résonance toutes deux obtenues simultanément par microscopie champ proche optique avec asservissement shear-force. (c) Spectres de transmission de la nanocavité pour deux puissances d'entrée.

3. ASSEMBLAGE DE NANOCAVITES

La géométrie unidimensionnelle des nanocavités se prête particulièrement bien à deux configurations de couplage par recouvrement, soit latéral, soit longitudinal de leur champ évanescent. La figure ci-dessous illustre ces deux schémas de couplage ainsi que différentes combinaisons de ces schémas.

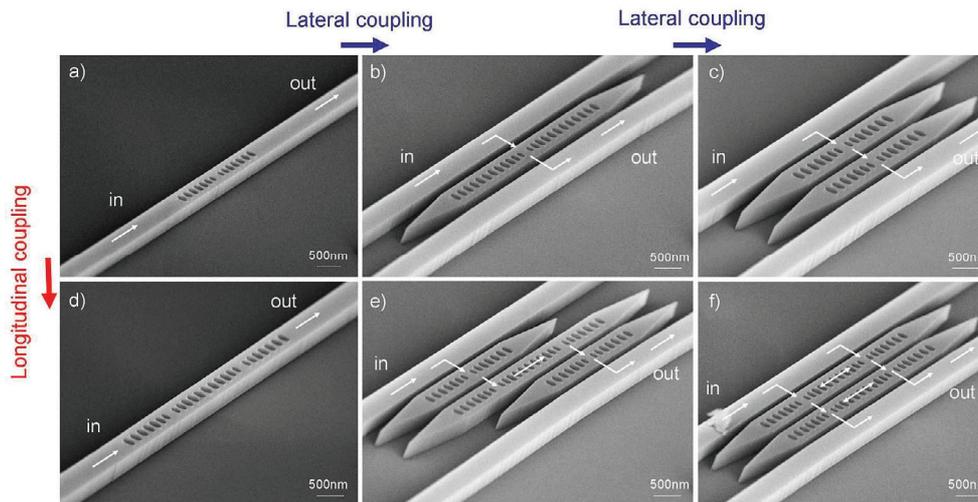


Fig. 2 : Vues au microscope électronique à balayage d'assemblages latéraux, longitudinaux ou hybrides entre nanocavités individuelle. (a) cavité individuelle, (b) cavité individuelle couplée latéralement à un guide d'injection et de collection, (c) couplage latéral de deux cavités, (d) couplage longitudinal de deux cavités, (e) couplage hybride latéral / longitudinal en « s », (f) couplage hybride latéral / longitudinal en matrice.

Les constantes de couplage entre les nanocavités sont quantifiées par la mesure des propriétés spectrales des différents assemblages réalisés. En effet, le couplage entre deux cavités parfaitement identiques résulte en un dédoublement de la résonance initiale en deux résonances distinctes dont l'écart spectral dépend de la force de couplage entre ces nanocavités [6], c'est-à-dire du recouvrement spatial entre les champs électromagnétiques confinés dans le volume de chacune des cavités prise individuellement [7].

Outre les applications potentielles offertes par ce type d'assemblage pour le filtrage ou la détection multicanaux, nous mettons également en évidence, avec des assemblages à base d'un plus grand nombre de cavités, d'une part une diminution significative de la vitesse de groupe sur des distances de quelques micromètres et d'autre part la présence d'un champ électromagnétique

stationnaire confiné dans le volume de l'assemblage et dont la distribution spatiale est accordable à l'échelle sub-longueur d'onde[8]. Une illustration de ce dernier point est donnée en figure 3.

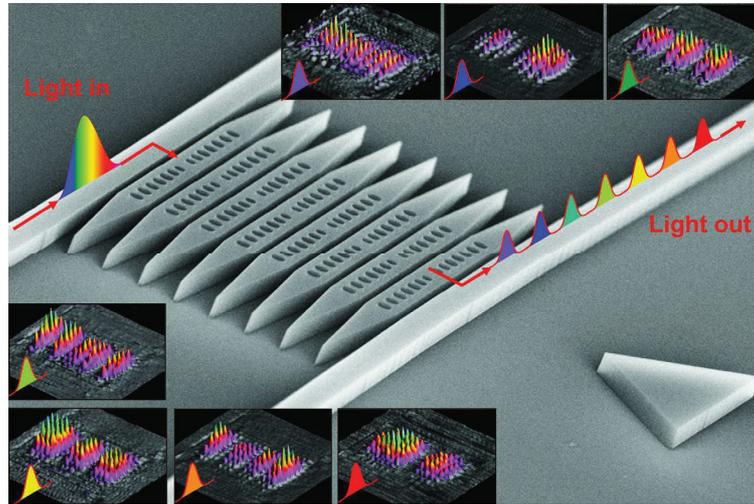


Fig. 3 : Vue au microscope électronique à balayage d'un assemblage à base de huit cavités couplées latéralement. L'assemblage se comporte comme un démultiplexeur en longueur d'onde. Chacune des résonances transmises au travers du système présente à l'échelle sub-longueur d'onde une distribution spatiale du champ électromagnétique qui lui est propre. Les inserts sont des vues 3D des images obtenues par microscopie en champ proche optique de chacune des résonances [8].

Enfin, nous évaluons la robustesse du mécanisme de couplage entre nanocavités à la lumière de la dispersion des résultats expérimentaux obtenus en microscopie en champ proche optique tout au long de cette étude et nous développons un modèle prédictif du couplage champ proche entre nanocavités prenant en compte les inévitables aléas de fabrication [9].

CONCLUSION

Nous avons présenté nos travaux sur les nanocavités à base de cristaux photoniques et leurs propriétés de couplage par recouvrement de leur champ évanescent. Les applications envisagées pour les assemblages décrits ici concernent le traitement tout optique de l'information sur une puce de silicium et la détection et le contrôle à l'échelle sub-longueur d'onde de molécules ou de nanoobjets individuels.

RÉFÉRENCES

- [1] T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, H.M. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O.B. Shchekin, D.G. Deppe, *Nature* **432**, 200 (2004)
- [2] A.H.J. Yang, S.D. Moore, B.S. Schmidt, M. Klug, M. Lipson, D. Erickson, *Nature* **457**, 71 (2009)
- [3] P. Velha, J.C. Rodier, P. Lalanne, J.P. Hugonin, D. Peyrade, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, *Applied Physics Letters* **89**, 171121 (2006)
- [4] L. Lalouat, B. Cluzel, F. de Fornel, P. Vehla, P. Lalanne, D. Peyrade, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, *Applied Physics Letters* **92**, 111111 (2008)
- [5] D. Brissinger, B. Cluzel, A. Coillet, C. Dumas, P. Grelu, F. de Fornel, *Phys Rev B* **80**, 033103 (2009)
- [6] A. Yariv and P. Yeh, *Optical waves in crystals: Propagation and control of laser radiation*, John Wiley & Sons (1983)
- [7] K. Foubert, L. Laouat, B. Cluzel, E. Picard, D. Peyrade, F de Fornel, E. hadji, *App. Phys. Lett.* **94**, 251111 (2009)
- [8] B. Cluzel, K. Foubert, L. Lalouat, J. Dellinger, D. Peyrade, E. Picard, E. Hadji, F. de Fornel, *App. Phys. Lett.* **98**, 081101 (2011)
- [9] B. Cluzel, K. Foubert, , D. Peyrade, E. Picard, E. Hadji, F. de Fornel, en préparation (2011)

COUPLAGE ENTRE UNE MEMBRANE A CRISTAUX PHOTONIQUES EN MATERIAUX III-V ET UNE FIBRE MICRO-LENTILLEE : SIMULATIONS ET MESURES

**Thanh Nam Nguyen¹, Kevin Lengle¹, Akram Akrouf¹, Philippe Rochard¹, Laurent Bramerie¹,
Mathilde Gay¹, Monique Thual¹, Stefania Malaguti², Andrea Armaroli², Gaetano Bellanca²,
Stefano Trillo², Sylvain Combric³, Pierre Colman³, Gaëlle Lehoucq³, Alfredo De Rossi³.**

¹ *UeB, UMR FOTON, Université de Rennes 1, ENSSAT, 6 rue de Kérampont BP 8051, 22305
Lannion, France*

² *Département of Engineering, Université de Ferrara, 1, via Sragat, 44122 Ferrara, Italy*

³ *Thales Research and Technology, 128, Route départementale, 91767 Palaiseau, France.*

nguyen@enssat.fr

RÉSUMÉ

Dans cet article nous présentons les résultats de simulations et de mesures des profils transverses d'intensité d'un guide réalisé sur une membrane à cristaux photoniques en matériaux III-V ainsi que de couplage entre ce guide et une fibre micro-lentillée. Ces résultats, obtenus dans le cadre du projet européen COPERNICUS, montrent un bon accord entre théorie et expérience.

MOTS-CLEFS : *cristaux photoniques III-V; champ proche; fibre micro-lentillée; couplage.*

1. INTRODUCTION

Les cristaux photoniques suscitent un vif intérêt depuis plusieurs années du fait de leur capacité à contrôler la lumière sur de très courtes distances [1]. Des composants multiples et variés sont attendus à partir de cette technologie en particulier dans le domaine des télécommunications. Dans le cadre du projet européen COPERNICUS [2] nous étudions des dispositifs à cristaux photoniques pour le traitement tout optique du signal. L'objectif visé est la miniaturisation et l'intégration de circuits ainsi que la réduction de la consommation de puissance pour réaliser des fonctions telles que des portes tout optiques, des filtres, des démultiplexeurs et des photo-détecteurs. Le consortium est composé de DTU, TRT, UniFe, CNRS LPN et FOTON, U2T. L'un des problèmes à résoudre concerne le couplage optique entre les guides à cristaux photoniques, de taille submicronique, et la fibre monomode de ligne. Dans cet article nous présentons les résultats de simulation obtenus par la méthode des différences finies dans le domaine du temps (FDTD) des profils d'intensités transverses en sortie de guides à cristaux photoniques équipés d'adaptateurs de modes ainsi que la simulation de l'efficacité de couplage de ces guides avec des fibres monomodes micro-lentillées. Nous présentons ensuite les résultats de mesure de profils d'intensité en champ proche ainsi que d'efficacité de couplage qui montrent un bon accord entre théorie et expérience.

2. SIMULATIONS

L'efficacité maximale de couplage entre deux faisceaux gaussiens est obtenue lorsque les deux rayons de mode ω_0 (appelé waist) définis à $1/e^2$ du maximum d'intensité du profil transverse E_1 respectivement E_2 des deux champs à coupler sont égaux et parfaitement alignés [3]. En effet l'efficacité de couplage est calculée à partir de l'expression suivante :

$$\eta = \frac{\left| \iint E_1 E_2^* dx dy \right|}{\iint E_1 E_1^* dx dy \iint E_2 E_2^* dx dy} \quad (1)$$

avec x et y les coordonnées transverses. Une différence entre les diamètres de mode ou un désalignement entre les deux faisceaux conduit ainsi à des pertes en excès. Plus les rayons de modes sont différents plus les pertes sont élevées. Dans le cas de deux faisceaux gaussiens identiques, plus les diamètres de mode sont petits et plus les tolérances de positionnement latérales et axiales sont critiques.

La principale difficulté dans le cas du couplage de guides à cristaux photoniques vers une fibre optique monomode vient du fait que les rayons de mode des guides sont très petits ($\ll 1 \mu\text{m}$) comparés à celui de la fibre monomode (autour de $5 \mu\text{m}$). Ainsi un adaptateur en bout de guide est nécessaire pour en augmenter le rayon de mode. En parallèle de l'augmentation des rayons de mode des guides, le rayon de mode des fibres monomodes doit être diminué pour se rapprocher de celui des guides. Pour augmenter l'efficacité de couplage des systèmes optiques macroscopiques [4] ou des fibres micro-lentillées [5] peuvent être utilisées. Les microlentilles sont intéressantes parce qu'elles sont plus compactes et mieux adaptées aux applications commerciales pour lesquelles l'assemblage et le packaging jouent un rôle clé dans le succès du composant.

Dans ce travail nous simulons une structure à adaptateur de mode pour un guide W1 à cristaux photoniques décrit dans [6]. Les résultats de simulation FDTD donnent $0.64 \mu\text{m}$ pour le waist du mode transverse de la sortie de l'adaptateur de mode de la membrane à cristaux photoniques (voir figure 1).

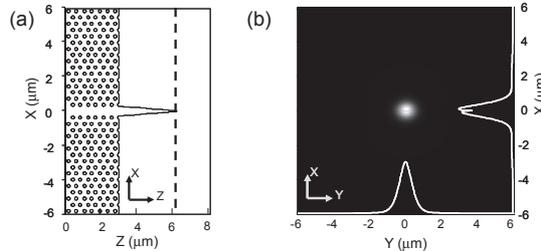


Fig. 1 : (a) vue de dessus de la sortie du guide à cristaux photoniques (b) distribution du champ simulé en sortie d'adaptateur de mode du guide à cristaux photoniques.

Cette structure est utilisée pour évaluer numériquement l'efficacité de couplage avec le plus petit waist d'une fibre lentillée ($\omega_0 = 1 \mu\text{m}$) et un waist légèrement plus grand ($\omega_0 = 1,1 \mu\text{m}$) par la technique de l'adaptation de mode. Dans l'équation 1 on remplace E_1 par le champ électrique simulé ci-dessus et E_2 par des faisceaux circulaires gaussiens théoriques. On en déduit des pertes de couplage théoriques de 3,6 dB et 4,0 dB pour le cas de $\omega_0 = 1 \mu\text{m}$ et $\omega_0 = 1,1 \mu\text{m}$ respectivement.

3. RESULTATS DE MESURE

Les profils de champ en sortie de guide avec adaptateur de mode sont mesurés par la technique du champ proche à l'aide d'une caméra CCD Infra Rouge (voir figure 2(a)). On utilise un objectif de microscope de grande ouverture numérique (ON= 0,95) muni d'un traitement anti-réfléchissant. La lumière issue d'une diode laser émettant à la longueur d'onde de 1550 nm est injectée dans le guide à l'aide d'une fibre micro-lentillée de rayon de mode $1 \mu\text{m}$. Un atténuateur variable permet d'éviter la saturation de la caméra.

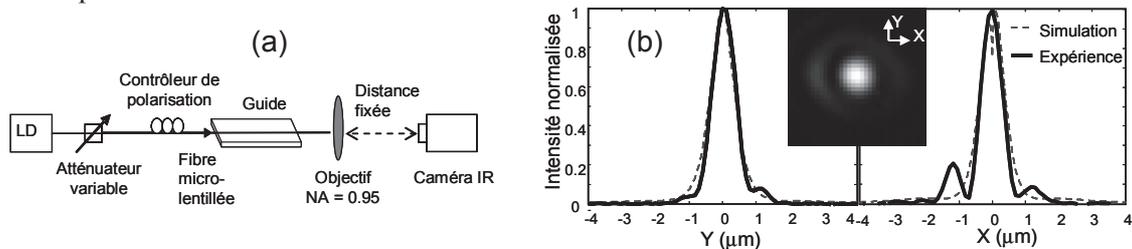


Fig. 2 : (a) Principe du banc de mesure du champ proche. (b) Profils transverses mesurés en champ proche (trait plein) et simulés (pointillés). Photo de la répartition d'intensité dans le plan transverse.

L'optimisation du couplage se fait en observant la focalisation de l'image capturée à la caméra IR à travers l'objectif. La calibration du rayon de mode est faite par comparaison avec une fibre micro-lentillée dont le diamètre de mode ($1\ \mu\text{m}$) est connu par une mesure de champ lointain qui ne nécessite pas de calibration. La distance entre l'objectif et la caméra IR est fixée pour la mesure et la calibration de sorte que le grossissement soit constant. La figure 2(b) montre les profils de champs expérimentaux et simulés. On y note un bon accord entre théorie et expérience.

Les pertes de couplage sont mesurées à l'aide de deux sortes de fibres micro-lentillées, la première est commercialisée par Oz Optics (waist $1\ \mu\text{m}$) et la seconde appelée Gradhyp (waist $1,1\ \mu\text{m}$) est développée au laboratoire [7]. Le banc de mesure est le même que celui de la figure 2(a) mais l'objectif est remplacé par une fibre lentillée dont la sortie est reliée à une sphère intégratrice. Les pertes de couplage sont déduites des pertes totales fibre à fibre en enlevant l'atténuation du guide évaluées à $1\text{dB}\cdot\text{mm}^{-1}$. Pour un guide de $1,4\ \text{mm}$ de longueur, les pertes totales mesurées sont de $9,4\ \text{dB}$ avec la fibre Oz et de $11\ \text{dB}$ pour la Gradhyp soit $4\ \text{dB}$ par face pour la fibre Oz et $4,8\ \text{dB}$ pour la Gradhyp, ce qui est proche des pertes estimées (voir paragraphe 2). Le principal intérêt de la Gradhyp par rapport à la fibre Oz consiste non seulement en des tolérances de positionnement plus relâchées mais aussi en une grande distance de travail (définie comme la distance entre la sortie de l'adaptateur de mode du guide et la microlentille) de $60\ \mu\text{m}$ (comparée à $8\ \mu\text{m}$ pour la fibre Oz). La grande distance de travail, visible sur la figure 3 est intéressante pour éviter le contact entre le guide et la fibre lors de l'assemblage du composant.

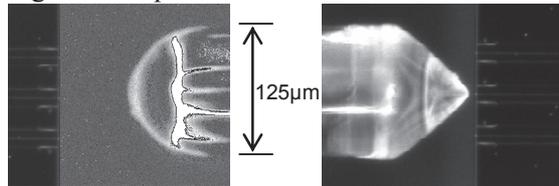


Fig. 3 : photo d'une Gradhyp (à gauche) et d'une Oz (à droite) couplée devant un guide à cristaux photoniques

CONCLUSION

Des simulations par la méthode FDTD de profils transverses d'intensité combinées à la théorie du couplage de modes gaussiens ont été développées afin d'optimiser le couplage entre un guide à cristaux photoniques équipé d'un adaptateur de mode et une fibre micro-lentillée. De faibles pertes de couplage de 4 et $4,8\ \text{dB}$ par face pour des distances de travail de 8 et $60\ \mu\text{m}$ respectivement ont été démontrées. Les résultats de mesure de profil d'intensité transverses ainsi que de pertes de couplage montrent un bon accord entre théorie et expérience.

REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient tous les partenaires du projet européen Copernicus (249012) ainsi que la Communauté Européenne qui finance ce projet.

RÉFÉRENCES

- [1] S.Combrié, P.Colman, C.Husko, Q. Tran, A. De Rossi, "Advances in III-V based photonic crystals for integrated optical processing", proc. SPIE 760815, San Francisco, Californie, USA (2010).
- [2] <http://www.copernicusproject.eu>
- [3] H. Kogelnik and t. Li, "Laser beam resonators", Applied optics5, Issue 10, pp. 1550-1567, 1966 and Proceedings IEEE 54, Issue 10, pp. 1312-1329, October 1966.
- [4] M. Fadhali et al. "Efficient coupling and relaxed alignment tolerances in pigtailling of a LD using dual ball lenses" Optik 120 (2009), 384-389.
- [5] H-M. Yang, " A novel scheme of hyperbolic-end micro-lens using the arc technology" Optik, 120 (2009) 905-910.
- [6] Q. Tran, S Combrié, P. Colman, A. De Rossi, "Photonic crystal membrane waveguides with low insertion losses", Appl. Phys. Lett. 95 061105 (2009).
- [7] M. Thual et al. "Appropriate micro-lens to improve coupling between laser diode and single mode fibres", Electronics letters, 2003, 39, n 21.

EXPRESSIONS ANALYTIQUES POUR LES COEFFICIENTS DE DIFFUSION À L'INTERFACE ENTRE DEUX MILIEUX PÉRIODIQUES

Wojciech Śmigaj¹, Philippe Lalanne^{1,2}, Jianji Yang¹,
Thomas Paul³, Carsten Rockstuhl³, Falk Lederer³

¹ Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS, Université Paris-Sud,
Campus Polytechnique, RD 128, 91127 Palaiseau, France

² Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences, Université Bordeaux I, CNRS,
Institut d'Optique, 33405 Talence cedex, France

³ Institute of Solid-State Theory and Condensed-Matter Optics, Friedrich-Schiller-Universität Jena,
Max-Wien-Platz 1, 07743 Jena, Allemagne

wojciech.smigaj@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous utilisons l'orthogonalité des modes de Bloch pour obtenir des expressions approchées mais simples et analytiques pour les coefficients de diffusion à l'interface entre deux milieux périodiques, dont le calcul rigoureux nécessite l'utilisation d'outils numériques avancés. Nous nous appuyons sur les hypothèses que l'interface est éclairée par le mode de Bloch fondamental d'un des deux milieux et que les paramètres géométriques de ces milieux sont semblables. Par comparaison avec des calculs rigoureux, les expressions analytiques sont démontrées d'être très prédictives pour différentes géométries, telles que les guides d'ondes diélectriques et les métamatériaux métalliques. Elles peuvent donc être utilisées avec confiance pour la conception et l'ingénierie des empilements de structures périodiques.

MOTS-CLEFS : *Milieux périodiques ; modes de Bloch ; interfaces ; métamatériaux*

1. INTRODUCTION

Les nanostructures périodiques, tels que les cristaux photoniques et les métamatériaux, ont suscité un intérêt considérable dans les dernières décennies. Bien que la périodicité soit en effet importante, de nombreux dispositifs ne sont pas réellement périodiques et comprennent des défauts localisés ou des zones à variation graduelle des paramètres géométriques. Comprendre la diffusion des ondes à l'interface entre deux milieux périodiques est donc devenu un enjeu majeur.

Le calcul entièrement vectoriel, en trois dimensions (3D), des coefficients de diffusion de telles interfaces représente également un problème électromagnétique difficile, pour la résolution duquel très peu d'outils numériques sont actuellement disponibles en 3D [1, 2].

Dans cette communication, nous montrons que des expressions analytiques très simples, mais précises, peuvent être obtenues pour les coefficients de diffusion des modes de Bloch fondamentaux à l'interface entre deux milieux périodiques, sous l'hypothèse que les géométries de ces milieux sont proches l'une à l'autre. En outre, si nous supposons que les modes de Bloch fondamentaux représentent le principal canal de transport d'énergie (approximation à un seul mode de Bloch), la propagation dans des empilements de milieux périodiques peut être traitée analytiquement par la multiplication de matrices de transfert 2×2 de ces coefficients. Notre contribution est motivée par le fait que des formalismes théoriques simples et intuitifs n'ont pas encore été présentés et que des expressions réalistes pour les coefficients de couplage aux interfaces périodiques peuvent être utiles dans de nombreuses situations : pour concevoir des dispositifs photoniques, tels que des miroirs à cristaux photoniques avec adaptation d'impédance ou des convertisseurs de mode dans des guides périodiques ; pour définir l'impédance des cristaux photoniques ; ou pour l'étude théorique de l'impact des imperfections de fabrication dans des guides d'ondes à cristaux photoniques à lumière lente. Ce ne sont que quelques exemples d'applications possibles.

2. THÉORIE

Considérons le problème de diffusion présenté sur la figure 1, où le mode incident fondamental $|P_1\rangle$ du milieu périodique en haut illumine l'interface le séparant d'un autre milieu périodique en bas. Ci-après, nous adoptons un système cartésien avec les axes x , y et z , l'axe z étant perpendiculaire à l'interface. Le champ de chaque côté de l'interface peut être développé en une base de modes de Bloch, et en utilisant les relations de continuité du champ à $z = 0$, nous obtenons

$$|P_1\rangle + r_1 |P_{-1}\rangle + \sum_{m>1} r_m |P_{-m}\rangle = t_1 |B_1\rangle + \sum_{m>1} t_m |B_m\rangle. \quad (1)$$

L'équation (1), qui est valable pour les composantes du champ tangentielle, définit les coefficients de réflexion et de transmission r_m et t_m . Notez que, des deux côtés de l'équation, nous avons isolé les modes de Bloch fondamentaux sortants, marqués $|P_{-1}\rangle$ et $|B_1\rangle$. Les indices positifs et négatifs se réfèrent aux modes de Bloch se propageant vers $+z$ et $-z$, respectivement. Notre but est d'obtenir des expressions approximatives pour les coefficients de réflexion et de transmission r_1 et t_1 , en se fondant uniquement sur la connaissance des modes de Bloch fondamentaux des milieux périodiques (les modes de Bloch d'ordre supérieur, difficiles d'interprétation, étant supposés inconnus). Comme une solution numérique rigoureuse de l'équation (1) est coûteuse en calcul, nous nous attendons que de telles expressions approximatives faciliteront les étapes préliminaires de la conception de composants complexes contenant des empilements de structures périodiques.

Dans une première approche "classique" [3, 4, 5], on peut être tenté de négliger toutes les quantités inconnues, c'est-à-dire, tous les modes de Bloch d'ordre supérieur. On aboutit alors à une version simplifiée de l'équation (1), à savoir

$$|P_1\rangle + r_1 |P_{-1}\rangle = t_1 |B_1\rangle. \quad (2)$$

En supposant que $|P_1\rangle$, $|P_{-1}\rangle$ et $|B_1\rangle$ sont connus à $z = 0$, les coefficients r_1 et t_1 peuvent être obtenus en projetant l'équation (2) sur un ensemble complet de fonctions $|F_n\rangle$ – par exemple, les harmoniques de Fourier – et en résolvant le système d'équations algébriques qui en résulte au sens des moindres carrés. Comme on le verra, cependant, la précision de la solution obtenue de cette manière est parfois insuffisante. La raison vient du fait que l'équation (2) impose une expression trop simplifiée pour les champs des deux côtés de l'interface et néglige complètement le rôle des modes de Bloch d'ordre supérieur impliqués dans le mécanisme de couplage. Toutefois, il est possible de les prendre en compte, au moins approximativement, sans les calculer explicitement, et l'on peut obtenir des expressions analytiques pour r_1 et t_1 plus exactes que celles obtenues avec la méthode des moindres carrés. C'est le résultat principal de cet article.

L'élimination des modes de Bloch inconnus d'ordre supérieur dans l'équation (1) peut être faite, dans l'hypothèse unique que les matériaux sont réciproques, à l'aide de l'orthogonalité des modes de

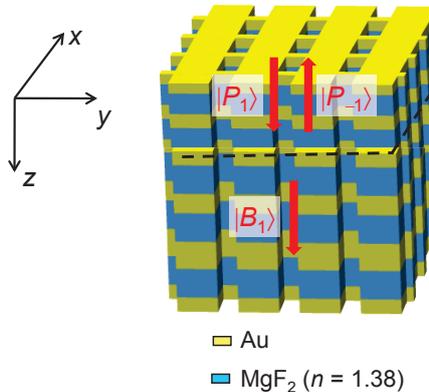


FIGURE 1 : Diffusion à l'interface de deux milieux périodiques en direction z . Dans les sens transversaux x et y les milieux peuvent être périodiques, comme un « fishnet », ou aperiodiques, comme un guide d'ondes périodique dans la direction z . Seuls les MBs fondamentaux, $|P_1\rangle$ (incident), $|P_{-1}\rangle$ (réfléchi) et $|B_1\rangle$ (transmis), sont présentés. L'objectif est d'obtenir des expressions précises pour r_1 et t_1 , en supposant que seuls les modes de Bloch fondamentaux sont connus.

Bloch, qui s'exprime [1]

$$\langle B_n | B_m \rangle \equiv \iint_S (\vec{E}_m \times \vec{H}_n - \vec{E}_n \times \vec{H}_m) \cdot \hat{z} dS = 0 \quad \text{if } m \neq -n. \quad (3)$$

Dans l'équation (3), $|B_n\rangle$ et $|B_m\rangle$ sont deux modes de Bloch du même milieu périodique, S représente une section (x, y) de ce milieu, \vec{E}_n et \vec{H}_n sont les composantes transversales (x et y) du champ électrique et magnétique de $|B_n\rangle$ tandis que \hat{z} désigne le vecteur unitaire normale à l'interface. L'équation (3) définit une forme bilinéaire antisymétrique : $\langle B_m | B_n \rangle = -\langle B_n | B_m \rangle$. Ci-après, les modes de Bloch sont normalisés de sorte que $\langle B_n | B_{-n} \rangle = 4$, ce qui implique que des modes de Bloch non-évanescents de milieux périodiques sans pertes ont un flux de Poynting unitaire le long de l'axe z [1].

Pour en revenir à l'équation (1), nous commençons par dériver une expression analytique approchée pour r_1 . Sous l'hypothèse que les deux milieux périodiques ne sont que légèrement différentes, on peut s'attendre que le processus de diffusion consiste principalement à l'excitation des modes de Bloch fondamentaux, $|P_{-1}\rangle$ et $|B_1\rangle$. L'excitation des modes de Bloch d'ordre supérieur est un processus plus faible, induit par le désaccord entre les profils transversaux du champs de $|P_1\rangle$ et $|B_1\rangle$. Par conséquent, une expression précise pour le coefficient de réflexion r_1 peut être obtenue en négligeant les modes de Bloch transmis d'ordre supérieur, ce qui conduit à $|P_1\rangle + r_1 |P_{-1}\rangle + \sum_{m>1} r_m |P_{-m}\rangle \approx t_1 |B_1\rangle$. Ensuite, sans aucune approximation de plus, nous utilisons l'orthogonalité des modes de Bloch et nous projetons l'équation précédente sur $\langle P_1 |$ et $\langle P_{-1} |$ pour obtenir $r_1 \langle P_1 | P_{-1} \rangle = t_1 \langle P_1 | B_1 \rangle$ et $\langle P_{-1} | P_1 \rangle = t_1 \langle P_{-1} | B_1 \rangle$. Enfin, nous éliminons t_1 pour aboutir à

$$r_1 = -\frac{\langle P_1 | B_1 \rangle}{\langle P_{-1} | B_1 \rangle}. \quad (4)$$

De manière analogue, pour calculer t_1 , nous négligeons d'abord les modes de Bloch réfléchis d'ordre supérieur et, après avoir projeté l'équation sur $\langle B_1 |$ et $\langle B_{-1} |$, nous obtenons $r_1 \langle B_{-1} | P_{-1} \rangle + \langle B_{-1} | P_1 \rangle = t_1 \langle B_{-1} | B_1 \rangle$ et $\langle B_1 | P_1 \rangle + r_1 \langle B_1 | P_{-1} \rangle = 0$. L'élimination de r_1 conduit à

$$4t_1 = \langle B_{-1} | P_1 \rangle - \frac{\langle B_{-1} | P_{-1} \rangle \langle B_1 | P_1 \rangle}{\langle B_1 | P_{-1} \rangle}. \quad (5)$$

Les expressions analytiques (4) et (5) constituent le résultat principal de ce travail [6]. Lors de la conférence, nous allons montrer qu'elles sont beaucoup plus précises que les équations (2) pour différentes géométries, comme des métamatériaux métalliques et des guides d'ondes diélectriques périodiques.

REMERCIEMENTS

Le travail de W. Śmigaj est financé par une bourse du Triangle de la Physique.

RÉFÉRENCES

- [1] G. Lecamp, J. P. Hugonin, and P. Lalanne, "Theoretical and computational concepts for periodic optical waveguides," *Opt. Express* **15**, 11042–11060 (2007).
- [2] A. Fallahi and C. Hafner, "Analysis of semi-infinite periodic structures using a domain reduction technique," *J. Opt. Soc. Am. A* **27**, 40–49 (2010).
- [3] W. Śmigaj and B. Gralak, "Validity of the effective-medium approximation of photonic crystals," *Phys. Rev. B* **77**, 235445 (2008).
- [4] B. Momeni, A. Asghar Eftekhari, and A. Adibi, "Effective impedance model for analysis of reflection at the interfaces of photonic crystals," *Opt. Lett.* **32**, 778–780 (2007).
- [5] R. Biswas, Z. Y. Li, and K. M. Ho, "Impedance of photonic crystals and photonic crystal waveguides," *Appl. Phys. Lett.* **84**, 1254–1256 (2004).
- [6] W. Śmigaj, P. Lalanne, J. Yang, T. Paul, C. Rockstuhl, and F. Lederer, "Closed-form expression for the scattering coefficients at an interface between two periodic media," *Appl. Phys. Lett.* **98**, 111107 (2011).

GENERATION D'IMPULSIONS A UNE FREQUENCE DE REPETITION DE ~100 GHz A L'AIDE DE LASERS A VERROUILLAGE DE MODES PASSIF A BASE DE BATONNETS QUANTIQUES EMETTANT A 1,55 μm

Ricardo Rosales¹, Kamel Merghem¹, Anthony Martinez¹, Abderrahim Ramdane¹

¹ *Laboratoire de Photonique et Nanostructures, UPR 020, 91460 Marcoussis, France*

ricardo.rosales@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons dans cet article une étude sur la génération d'impulsions picosecondes à l'aide de lasers à verrouillage de mode à base de bâtonnets quantiques InAs/InP à des fréquences de répétition comprise entre 24 GHz et une valeur record de 95 GHz. Une étude systématique des caractéristiques impulsionsnelles a été réalisée en fonction des conditions opératoires et du rapport des longueurs de sections de gain et à absorbant saturable.

MOTS-CLEFS : *Lasers à verrouillage de modes ; laser à bâtonnets quantiques.*

1. INTRODUCTION

De nombreuses études ont été réalisées sur les lasers à blocage de modes à base de boîtes quantiques sur le système de matériau InAs/GaAs. Ces composants fonctionnant à une longueur d'onde de 1,3 μm présentent un spectre de gain optique étendu ainsi qu'à une dynamique très rapide des porteurs, deux propriétés clés pour la génération d'impulsions sub-picosecondes [1][2][3]. Sur des matériaux InAs/InP (100), il est plus difficile de faire croître des boîtes isotropes et l'on obtient des boîtes en forme de bâtonnets (« Quantum Dash») lorsqu'elles sont réalisées par épitaxie par jets moléculaires. Celles-ci présentent néanmoins des caractéristiques similaires pour la génération d'impulsions dans la fenêtre d'émission 1,55 μm [4]. Cependant, les résultats relevés dans la littérature [5],[6] montrent des densités de courant de seuil et des pertes internes élevées limitant les performances de ces lasers ainsi que les fréquences de répétition maximales réalisables.

Nous présentons ici pour la première fois la génération d'impulsions à des fréquences allant jusqu'à une fréquence de répétition ~100 GHz à l'aide de lasers à verrouillage de modes passif émettant à 1,55 μm dans une *configuration à deux sections* (section de gain et section à absorbant saturable) [7]. Les performances obtenues sont attribuées à l'optimisation de la structure laser permettant d'avoir un large spectre optique et des densités de courant de seuil relativement faibles.

2. STRUCTURE LASER

La couche active est composée d'un empilement de 9 couches de bâtonnets quantiques InAs/InP dans des barrières InGaAsP (structure dite « dash in a barrier »). La croissance est réalisée par épitaxie par jets moléculaires par sources gazeuses sur un substrat d'InP dopé S (001). L'empilement de plusieurs couches de bâtonnets quantiques permet l'obtention d'un fort gain modal similaire à celui de lasers à puits quantiques. Des lasers à contact large ont d'abord été réalisés pour évaluer le gain modal et les pertes internes à partir des densités de courant de seuil et des rendements quantiques externes. Les valeurs obtenues sont respectivement de l'ordre de 50 cm^{-1} et 18 cm^{-1} . A partir de la même structure, des lasers à ruban enterré de type « BRS » (Buried Ridge Stripe) ont été réalisés par gravure sèche et reprise de croissance par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques. La section à absorbant saturable est réalisée en séparant électriquement les deux sections. La largeur du ruban (1,5 μm) a été adaptée de façon à obtenir un fonctionnement monomode transverse du dispositif. Les facettes miroirs sont obtenues par clivage, ce qui nous a permis d'étudier des longueurs de cavité comprises entre 450 μm et 1800 μm correspondant à des fréquences de répétition comprises entre 24 GHz et 95 GHz. Les rapports de longueurs de la section à absorbant saturable sur la longueur totale de la cavité (R_a) sont compris entre 9 et 15 %. Les lasers

sont montés « p-side up » sur des embases en cuivre afin de contrôler la température du composant. Toutes les caractérisations ont été réalisées à température ambiante.

3. CARACTERISTIQUES LASERS

La figure 1 montre l'évolution de la puissance optique P en fonction du courant I_g dans la section de gain du laser, pour plusieurs valeurs de la tension V_{as} appliquée sur la section absorbante pour deux longueurs de cavité (450 μm et 1200 μm). Les courants de seuil sont de l'ordre de 35 mA pour toutes les longueurs de cavité sans tension appliquée sur la section absorbante et les rendements quantiques externes sont compris entre 0,12 W/A sans tension appliquée et 0,06 W/A pour une tension de -0,8 V. Des puissances optiques de l'ordre de 8 mW sont obtenues pour un courant de 200 mA pour une large plage de tensions et pour les longueurs de cavités inférieures à 1 mm. La figure 2 (a) illustre l'effet de la longueur de la section absorbante sur la puissance optique émise en fonction du courant I_g et de la tension V_{as} pour une longueur de cavité de 900 μm . La figure 2 (b) illustre la puissance optique moyenne obtenue pour un courant fixe de 150 mA en fonction de la tension V_{as} appliquée. Ces résultats montrent le fort impact de la longueur de la section absorbante sur la puissance optique générée en fonction des conditions opératoires. De manière générale, nous avons observé expérimentalement que le rapport optimal pour obtenir un verrouillage de modes stable sur une grande plage de fonctionnement est compris entre 5 et 15 %. En comparaison avec le système de matériau InAs/GaAs, les rapports sont plutôt de l'ordre de 25% à une fréquence de répétition de 20 GHz [3]. Ceci s'explique en raison d'un confinement optique plus faible pour les boîtes quantiques par rapport aux bâtonnets quantiques, ce qui nécessite une longueur d'absorbant plus importante pour réaliser un verrouillage de modes efficace.

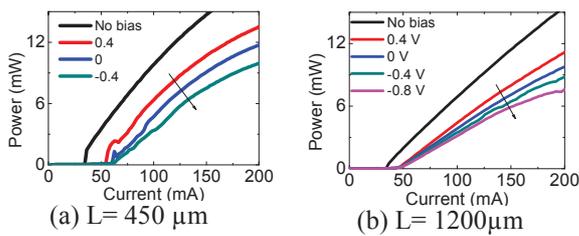


Fig. 1 : Caractéristiques P(I) en fonction de la tension V_{as} pour deux longueurs de cavité

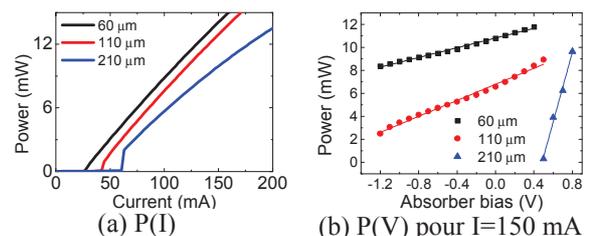


Fig. 2 : Puissance optique en fonction de I_g et V_{as} pour plusieurs longueurs d'absorbant ($L=900\mu\text{m}$)

4. CARACTERISTIQUES DES IMPULSIONS GENEREES

Une étude systématique a été réalisée visant à évaluer la largeur des impulsions $\Delta\tau$ en fonction du courant I_g dans la section de gain et de la tension V_{as} appliquée sur la section absorbante. La figure 3 montre la variation des largeurs d'impulsions en fonction de la tension appliquée sur l'absorbant pour deux longueurs de cavité. Les points de fonctionnement ont été choisis de manière à obtenir les impulsions les plus courtes. Deux tendances sont identifiées lorsque la tension de l'absorbant varie. Pour la cavité d'une longueur de 1200 μm , on observe une diminution de la largeur d'impulsions à partir d'une valeur de 3 ps pour une tension de +0,2 V, à une valeur minimale de 1,5 ps pour une tension de -0,2 V, ce qui correspond aux tendances observées sur les lasers à base de boîtes quantiques InAs/GaAs [3]. De la même manière que pour les références [3], [8], nous observons une décroissance exponentielle liée à la dépendance du temps de recouvrement de l'absorption avec la tension appliquée. La tendance inverse est observée si l'on continue à diminuer la tension appliquée. Ceci est probablement dû à un déséquilibre entre la saturation du gain et de l'absorption pour les faibles valeurs de tension.

Les largeurs d'impulsions minimales mesurées sont de l'ordre de 1,6 ps et 1,4 ps pour les cavités de 1200 μm et 450 μm respectivement, correspondant à des fréquences de répétition de 35 GHz et 95 GHz (Fig. 4). Cette importante fréquence de répétition constitue, à notre connaissance, un record pour un laser monolithique à verrouillage de modes passif dans une configuration à deux sections dont la structure est constituée de boîtes ou bâtonnets quantiques. Ces performances sont attribuées au fort gain modal disponible dans cette structure laser optimisée composée de 9 plans de bâtonnets quantiques. Les largeurs à mi-hauteur des spectres optiques $\Delta\nu$ associées aux impulsions ont

également été mesurées pour évaluer le produit $\Delta t \cdot \Delta \nu$. Les valeurs des produits $\Delta t \cdot \Delta \nu$ sont de 1,4 et 1,7 pour respectivement les longueurs de cavité de 450 μm et 1200 μm , ce qui indique la présence de « chirp » dans les impulsions.

L'effet de la longueur de l'absorbant sur les caractéristiques des impulsions a été étudié à l'aide de lasers dont la longueur totale de cavité est de 900 μm et dont les rapports R_a s'élèvent à 7% et 12% (Fig. 5). Les points de fonctionnement ont été choisis de manière à obtenir les impulsions les plus courtes. On observe que la mise en œuvre du verrouillage de modes est atteint à plus faible courant (~ 40 mA) pour le laser dont le rapport R_a vaut 7% en raison des faibles pertes générées par l'absorbant et l'on obtient, dans ce cas, les largeurs d'impulsions les plus courtes.

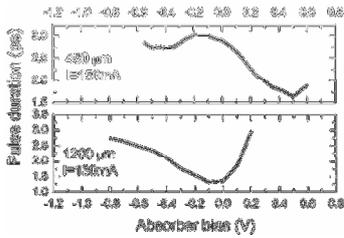


Fig. 3 : largeurs d'impulsions en fonction de la tension V_{as} pour deux longueurs de cavité

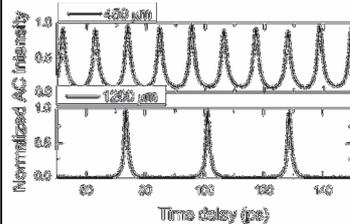


Fig. 4 : traces d'autocorrélation pour deux longueurs de cavité (450 μm et 1200 μm)

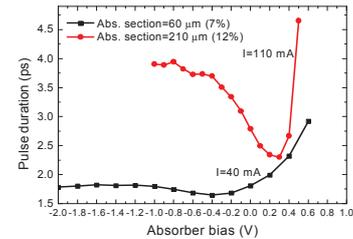


Fig. 5 : largeurs d'impulsions en fonction de la tension V_{as} pour deux longueurs de sections absorbantes

CONCLUSION

Nous avons démontré la génération d'impulsions à haute fréquence de répétition jusque 95 GHz à l'aide de lasers à base de bâtonnets quantiques dans une configuration à deux sections. Ces performances ont pu être obtenues suite à l'optimisation de la structure laser qui permet l'établissement d'un verrouillage de modes stable pour de grandes plages de fonctionnement. Des impulsions dont la largeur est de l'ordre de 1,4 ps ont ainsi pu être générées à une fréquence de répétition record de 95 GHz. L'effet de la longueur de la section absorbante par rapport à la longueur totale de la cavité a également été étudié.

Les performances de ces composants en font des candidats idéals pour les applications de type génération de peignes de fréquences cohérents pour le WDM ou la Radio sur Fibre pour les nouvelles fréquences autour de 60 GHz [9].

RÉFÉRENCES

- [1] E.U. Rafailov, M et al. Nature Photonics, vol. 1, p. 395-401, (2007).
- [2] Schmeckeber, H et al. Optics Express, Vol. 18 Issue 4, pp.3415-3425 (2010).
- [3] M.G. Thompson, et al. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 15, p. 661, (2009).
- [4] F. Lelarge, et al. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 13, p. 111-124, (2007).
- [5] M.J.R. Heck, et al. Optics Express, vol. 15, p. 16292-16301, (2007).
- [6] C.-Y. Lin, et al. Optics Express, Vol. 16, Issue 14, pp. 10835-10840 (2008)
- [7] R. Rosales, et al. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 99, p. 1-10 (2011).
- [8] D. B. Malins, et al, Appl. Phys. Lett. 89, 171111 (2006)
- [9] R. Rosales et al., CLEO, Baltimore, May 2011

REMERCIEMENTS

Les auteurs tiennent à remercier François Lelarge de III-V Lab (laboratoire commun d'"Alcatel Lucent Bell Labs", "Thales Research&Technology" et "CEA-LETI") pour la fourniture des composants.

SOURCE DE PHOTONS UNIQUES ANNONCES A BASE DE CRISTAUX PHOTONIQUES NON LINEAIRES 2D

Mohamed Lazoul¹, Azzedine Boudrioua¹, Lotfy Mokhtar Simohamed², Alexis Fisher¹,
Lung-Han Peng³

¹ Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS UMR 7538 ; Institut Galilée, Université Paris 13 ; 99
avenue JB Clément, Villetaneuse 93430, France

² Laboratoire des Systèmes Electroniques et Optroniques, Bordj El Bahri, Algiers, Algeria

³ Graduate Institute of Photonics and Optoelectronics, National Taiwan University, Taipei 106,
Taiwan, R.O.C.

mohamed.lazoul@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Les sources de photons uniques ont été beaucoup étudiées ces dernières années et une grande variété d'approches ont été proposées et implémentées. Dans ce travail on s'intéresse particulièrement aux sources de photons uniques annoncés réalisés en utilisant la génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires. Le but recherché est d'exploiter les caractéristiques de quasi accord de phase dans ce type d'architectures pour optimiser les performances de notre source de photons uniques. Nous nous intéresserons plus particulièrement à l'utilisation du cristal non linéaire de tantalate de lithium périodiquement polarisé ou PPLT (Periodically Polled Lithium Tantalate) sur deux dimensions dans une source de photons uniques.

MOTS-CLEFS : *Génération paramétrique optique ; PPLT ; Quasi accord phase ;*

1. INTRODUCTION

Une source de photons uniques est un élément clé dans beaucoup d'utilisations potentielles en information quantique, en particulier pour la distribution de clés quantiques (QKD : Quantum Key Distribution) où elle est le cœur du système. Nous pouvons trouver plusieurs types de sources selon le phénomène physique responsable de la génération des photons uniques : laser atténué, sources de photons à la demande et source de photons uniques annoncés [1].

La famille des sources de photons uniques annoncés est basée sur des phénomènes physiques émettant des photons uniquement par paires. La génération paramétrique optique dans un cristal non linéaire d'ordre deux est la plus utilisée dans ce type de sources. Le quasi accord de phase (QAP), réalisé par inversion périodique du signe de la susceptibilité non linéaire d'ordre 2 du matériau, permet de contrôler avec une grande précision les longueurs d'onde générées, pratiquement sur toute la plage de transparence du matériau. Jusqu'à présent, les travaux réalisés dans ce sens ont tous utilisé des cristaux non linéaires de type niobate de lithium, KTP... en configuration massive ou ayant un réseau 1D de type PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate) ou PPKTP [2]

Dans ce travail on s'intéresse à réaliser une source de photons uniques à base de cristaux photoniques non linéaire à deux dimensions sur du tantalte de lithium. Comme première approche, nous nous focalisons sur l'étude des propriétés du quasi accord de phase dans ce type de structures et les possibilités qu'elles offrent dans le cas d'une source de photon unique.

2. NOTIONS THEORIQUES

Un cristal photonique non linéaire d'ordre deux à deux dimension est un cristal non linéaire où le signe de la susceptibilité non linéaire d'ordre deux est inversé périodiquement sur deux

directions (fig. 1). L'inversion du $\chi^{(2)}$ se fait localement à l'intérieur de domaines possédant un motif particulier et qui sont distribués pour former un réseau ou un cristal photonique [3]

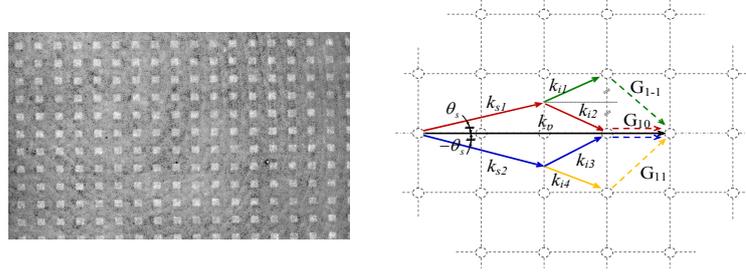


Figure 1: Cristal photonique 2D (gauche) et son réseau réciproque avec schéma du QAP (droite)

Lorsqu'un milieu non linéaire d'ordre 2 est illuminé par un rayonnement optique cohérent suffisamment intense, dit de pompe, deux rayonnements, également cohérents, sont générés à des longueurs d'ondes supérieures par génération paramétrique optique. Ce phénomène physique se fait par un transfert d'énergie entre le faisceau pompe (λ_p) et les deux faisceaux générés : signal (λ_s) et idler (λ_i) avec par convention $\lambda_p < \lambda_s < \lambda_i$. Ce transfert d'énergie est exprimé sous la forme de [2]. $1/\lambda_p = 1/\lambda_s + 1/\lambda_i$. C'est la condition de la conservation d'énergie. Le maintien de cette génération paramétrique est conditionné par l'accord de phase entre les ondes qui interagissent à l'intérieur du cristal. Cet accord de phase, dans notre cas, est réalisé sous la forme d'un quasi accord de phase et est formulé sous la forme [2] :

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i + \mathbf{G}_{mn} \quad (1)$$

Où \mathbf{k}_p , \mathbf{k}_s et \mathbf{k}_i sont les vecteurs d'onde associés aux faisceaux pompe, signal et l'idler respectivement, ils dépendent tous de la longueur d'onde et de la température à travers l'équation de dispersion de Sellmeier. Tandis que \mathbf{G}_{mn} est le vecteur de réseau réciproque de notre cristal photonique impliqué dans l'accord de phase. Le vecteur de réseau dépend aussi de la température à travers l'expansion thermique du matériau.

Par ailleurs, l'efficacité de conversion E_{mn} est donnée par les coefficients de Fourier de la fonction du réseau $e(\mathbf{r})$ [4] à savoir, $e(\mathbf{r}) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} E_{mn} \exp(i\mathbf{G}_{mn} \cdot \mathbf{r})$ et le gain paramétrique

$$s'écrit : \quad g = \frac{2\mu_0 \omega_s \omega_i d_{33}}{\sqrt{k_s k_i}} \cdot |E_{mn}| \quad (2)$$

Dans ces conditions plusieurs vecteurs du réseau réciproque peuvent être impliqués dans le QAP [4]. Tous ces vecteurs de réseau peuvent contribuer au gain paramétrique global ; donc en contrôlant le nombre des vecteurs de réseaux impliqués dans le QAP nous pouvons alors contrôler le gain paramétrique de notre source de photon unique.

3. MONTAGE EXPERIMENTAL

Nous avons réalisé un montage expérimental (fig. 2) pour la génération paramétrique optique dans un cristal PPLT 2D ayant un réseau carré de période $\Lambda = \Lambda_x = \Lambda_y = 8.5\mu\text{m}$, avec 20 mm de longueur et 3 mm de largeur, il est placé sur un four à température contrôlée de 0 à 200 °C, la température est maintenue stable à $\pm 0.1^\circ\text{C}$ près. À la sortie du cristal les longueurs d'onde générées sont séparées par deux miroirs dichroïques. Les photodiodes à avalanche (APD) utilisées pour la détection du signal et de l'idler sont respectivement une APD au silicium et une APD à l'InGaAs. Cette dernière est utilisée en mode déclenché afin d'améliorer son efficacité de détection.

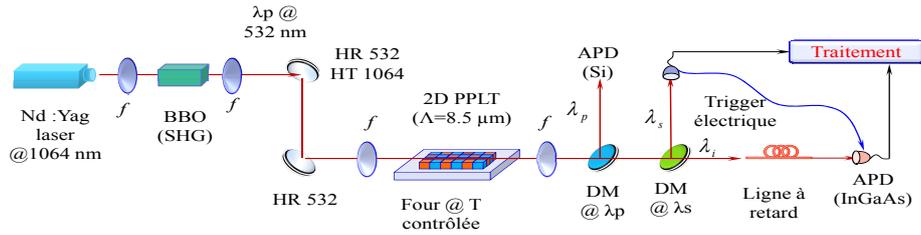


Figure 2: Montage expérimentale pour la génération paramétrique optique

Nous avons relevés les spectres générés à chaque température de travail et avons notés les longueurs d'ondes centrales pour chaque spectre. La figure 3 montre l'accord en température. Les longueurs d'onde signal sont dans la gamme [791 783.96] nm et les longueurs d'onde idler sont dans la gamme [1630.36 1660.32] nm.

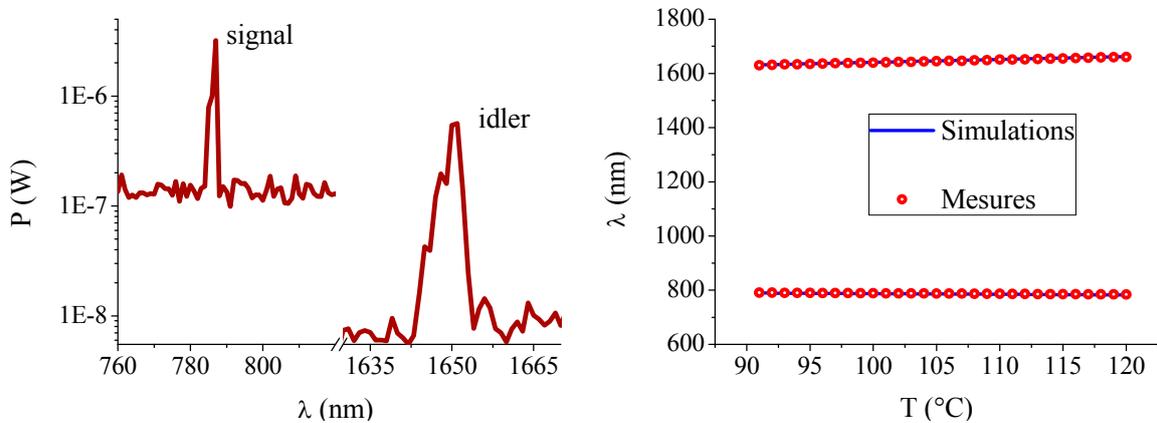


Figure 3: Spectres générés (gauche) et accord en température de la génération paramétrique (droite).

Nous remarquons que les simulations numériques et les résultats expérimentaux sont en bon accord. Le décalage moyen entre les valeurs de simulation est de 1 nm en moyenne, il peut s'expliquer par la précision de l'outil de mesure qui est de 0.1 nm et des irrégularités possibles dans la période de notre cristal photonique. Le travail se poursuit afin d'analyser l'évolution du gain paramétrique en fonction des conditions du QAP. Par la suite, nous nous concentrerons sur l'utilisation de nos échantillons pour réaliser des expériences de photons uniques annoncés.

CONCLUSION

Le but de ce travail était d'étudier la génération paramétrique optique dans des cristaux photoniques non linéaires 2D dans la perspective de les utiliser pour réaliser une source de photon unique annoncés. Nous avons caractérisé l'accord de la conversion paramétrique en fonction de la température. Des simulations numériques et un travail expérimental vont être réalisés afin de déterminer les paramètres optimums pour leur utilisation dans une source de photon unique.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Fasel & al., *New Journal of Physics*, V 6 (2004).
- [2] J. A Armstrong & al., *Physical Review*, 127:1918 – 39. (1962).
- [3] V. Berger, *Nonlinear Photonic Crystals*, *Physical Review Letters*, V81, N°19 (1998).
- [4] H. C. Liu; A. H. Kung, *Optics Express*, V. 16(2008).

**SONDER LE FONCTIONNEMENT CELLULAIRE
A L'AIDE DE L'IMAGERIE DE NANOPARTICULES DOPEES AUX TERRES RARES**

Antigoni Alexandrou

Laboratoire d'Optique et Biosciences, Ecole Polytechnique, CNRS, INSERM U696

91128 Palaiseau Cedex

Antigoni.Alexandrou@polytechnique.edu

La détection optique et l'imagerie sont des outils de choix pour la biologie moléculaire et cellulaire ainsi que pour les applications biomédicales. Ces applications sont souvent limitées par les propriétés des sondes existantes. Les besoins actuels vont bien au-delà des simples applications de marquage de composants cellulaires spécifiques : il s'agit de développer des sondes capables de mesurer la réponse cellulaire avec une résolution temporelle et spatiale et de quantifier les paramètres cellulaires importants, tel que le pH, les ions Ca^{2+} ou les dérivés réactifs d'oxygène (ROS).

Je décrirai comment différents types de nanoparticules (boîtes quantiques, nanoparticules dopées aux terres rares, nanoparticules dopées aux colorants, nanoparticules métalliques, nanodiamants) apportent des solutions à ces exigences variées en citant des exemples d'applications en biologie cellulaire. Les nanoparticules dopées aux terres rares possèdent des propriétés optiques particulièrement intéressantes : grâce à la localisation des excitations sur les ions de terre rare, les raies d'émission sont extrêmement fines (<10 nm), ce qui autorise une discrimination efficace de signaux parasites, comme la fluorescence cellulaire. Le décalage de Stokes est très important et les temps de vie longs permettent une implémentation facile de détection retardée. Ces nanoparticules en tant que sondes luminescentes sont très photostables, sont détectables individuellement et, contrairement aux boîtes quantiques, ne présentent pas d'intermittence de l'émission. Ce sont donc des sondes idéales pour le marquage [1] et le suivi long-terme de biomolécules uniques, telles que les récepteurs sur la membrane cellulaire [2,3].

De plus, nous avons découvert la présence de processus d'oxydoréduction réversibles dans le cas de nanoparticules $\text{YVO}_4:\text{Eu}$. Une réduction photo-induite des ions Eu^{3+} en ions Eu^{2+} , rend ces nanoparticules capables de détecter des oxydants, en particulier l'eau oxygénée, H_2O_2 , molécule bactéricide mais également molécule de signalisation omniprésente dans de nombreux processus cellulaires (contraction, migration, différenciation, ...). Nous avons montré qu'en détectant la modulation de la luminescence des ions Eu^{3+} , il était possible de remonter à la concentration intracellulaire instantanée de H_2O_2 [4]. Les dynamiques temporelles de production de H_2O_2 sont différentes selon le processus physiologique concerné ce qui apporte un élément de réponse à la question ouverte : comment une même molécule de signalisation peut-elle induire et réguler des réponses différentes ?

En changeant la nature de l'ion dopant, il est possible de changer la couleur d'émission (Tb^{3+} , Ce^{3+} , ...), d'obtenir des nanoparticules à up-conversion (co-dopage Yb^{3+} , Eu^{3+}) [5] ou de doter les nanoparticules de propriétés paramagnétiques (Gd^{3+}). Nous avons ainsi réalisé des nanoparticules multifonctionnelles luminescentes, sondes d'oxydants et agents de contraste en Imagerie à Résonance Magnétique (IRM). La fonctionnalisation aisée de ces nanoparticules [6] permet d'envisager un spectre très large d'applications allant de la détection *in vitro* au ciblage *in vivo* de cellules spécifiques.

RÉFÉRENCES

- [1] E. Beaurepaire, V. Buissette, M.-P. Sauviat, D. Giaume, K. Lahlil, A. Mercuri, D. Casanova, A. Huignard, J.-L. Martin, T. Gacoin, J.-P. Boilot, A. Alexandrou, *Functionalized fluorescent oxide nanoparticles : artificial toxins for sodium channel targeting and imaging at the single-molecule level*, Nano Lett. **4**, 2079 (2004)
- [2] J.-B. Masson, D. Casanova, S. Türkcan, G. Voisinne, M. R. Popoff, M. Vergassola, A. Alexandrou, *Inferring maps of forces inside cell membrane microdomains*, Phys. Rev. Lett. **102**, 048103 (2009)
- [3] S. Türkcan, D. Casanova, J.-B. Masson, G. Mialon, M. R. Popoff, T. Gacoin, J.-P. Boilot, A. Alexandrou, *Observing the confinement potential of bacterial pore-forming toxin receptors with non-blinking Eu³⁺-doped oxide nanoparticles*, submitted to Biophysical J.
- [4] D. Casanova*, C. Bouzigues*, T.-L. Nguyễn*, R. O. Ramodiharilafy, L. Bouzahir-Sima, T. Gacoin, J.-P. Boilot, P.-L. Tharaux, A. Alexandrou, *Single europium-doped nanoparticles measure temporal pattern of reactive oxygen species production inside cells*, Nat. Nanotech. **4**, 581-585 (2009)
- [5] G. Mialon, S. Türkcan, G. Dantelle, D. P. Collins, M. Hadjipanayi, R. A. Taylor, T. Gacoin, A. Alexandrou, J.-P. Boilot, *High up-conversion efficiency of YVO₄:Yb,Er nanoparticles in water down to the single-particle level*, J. Phys. Chem. C **114**, 22449–22454 (2010)
- [6] D. Casanova, D. Giaume, M. Moreau, J.-L. Martin, T. Gacoin, J.-P. Boilot, A. Alexandrou, *Counting the number of proteins coupled to single nanoparticles*, J. Am. Chem. Soc. **129**, 12592 (2007)

NG-PON A 40 GB/S UTILISANT UNE ACCORDABILITE EN LONGUEUR D'ONDE DU RECEPTEUR OU DE L'EMETTEUR

F. Raharimanitra⁽¹⁾, P. Chanclou⁽¹⁾, A. Lebreton⁽¹⁾, R. Murano⁽²⁾

⁽¹⁾ Orange Labs, 2 Avenue Pierre Marzin, 22307 Lannion, France,

⁽²⁾ Aegis Lightwave, 78A Olympia Avenue, Woburn, MA 0180, US

philippe.chanclou@orange-ftgroup.com, rmurano@aegislighthouse.com

RÉSUMÉ

Nous démontrons une solution de transmission NG-PON, de bande passante globale de 40 Gb/s en utilisant un récepteur bas coût, comportant 4 canaux accordables en longueur d'onde et un émetteur à 10 Gb/s. L'ensemble du système est assisté par un égaliseur électronique qui permet de compenser la bande passante.

MOTS CLEFS : NG-PON, récepteur accordable, laser accordable, égaliseur.

1. INTRODUCTION

Un des facteurs clé pour le déploiement de la NG-PON (*Next Generation Passive Optical Networks*) est le coût, particulièrement du côté client ou ONU (*Optical Network Unit*). Des solutions basées sur le PON flexible en longueur d'onde ou WA-PON (*Wavelength Agile PON*) utilisant des récepteurs accordables à l'ONU [1] ont été démontrées comme étant une alternative pour ces technologies à 10 Gb/s. En combinant les avantages liés à l'utilisation de plusieurs canaux en série à un débit de 10 Gb/s, un système PON de bande passante globale de 40 Gb/s ou plus est possible. Dans cet article, on se focalise sur des systèmes bas coûts en exploitant les composants disponibles dans le commerce. Pour étudier la montée en débit des architectures WA-PON dans le sens descendant, nous avons associé un laser de type CML (*Chirped Managed Laser*) à 10 Gb/s situé au central à OLT (*Optical Line Terminal*) avec un récepteur accordable conçu pour fonctionner à 2,5 Gb/s à l'ONU. Afin de transmettre un débit de 10 Gb/s nous avons mis en œuvre un égaliseur électronique connu commercialement sous la dénomination EDC (*Electronic Dispersion Compensation*) qui permet de compenser la bande passante. Pour le signal montant, on propose d'utiliser à l'ONU, un laser accordable à cavité externe (T-ECL), conçu pour fonctionner à 2,5 Gb/s, et une simple photodiode à avalanche (APD) suivie d'un égaliseur électronique à l'OLT. Dans cet article on présente la capacité de l'égaliseur électronique à améliorer la bande passante des systèmes WA-PON.

2. WA-PON EN VOIE DESCENDANTE : CML A 10 GB/S. DEVANT UN RECEPTEUR ACCORDABLE A FAIBLE BANDE PASSANTE ELECTRIQUE

Le dispositif expérimental est représenté sur la Figure 1.

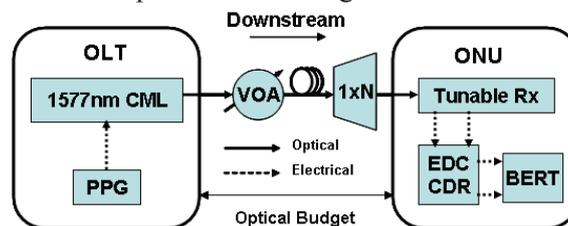


Fig. 1. Dispositif expérimental d'une solution NG-PON avec un ONU achromatique et un EDC

Des tests de transmission avec une modulation NRZ (*Non Retour à Zéro*) ont été effectués pour établir les performances de l'architecture proposée sur la Figure 1. L'émetteur CML à 10 Gb/s est composé d'une puce laser DFB directement modulée et d'un filtre étalon ou OSR (*Optical Spectrum*

Reshaper), qui est un élément optique passif, gérant le chirp du laser [2]. La Figure 2 illustre la bande passante du CML. On peut remarquer que la bande passante à -3 dBm est autour de 12 GHz. À l'ONU on utilise un récepteur accordable à faible coût, fabriqué par la compagnie Aegis Lightwave.

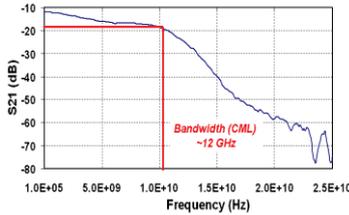


Fig. 2. Bande passante du CML

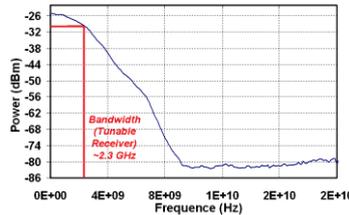


Fig. 3. Bande passante du récepteur accordable

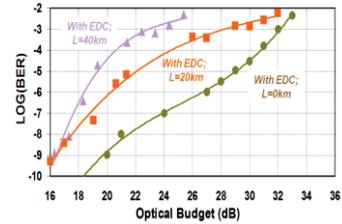


Fig. 4. BER en fonction du Budget Optique à 10Gb/s

Le récepteur accordable est composé d'une photodiode à avalanche (*APD*) et d'un filtre accordable de type Fabry Perot composé de couches minces en semi-conducteur, et d'un amplificateur trans-impédance (*TIA*). Il peut être accordé sur une plage de 5 nm couvrant ainsi une partie de la bande L de l'ITU-C. La bande passante électrique à -3 dB du récepteur accordable est d'environ 2,3 GHz (Figure 3), ce qui peut limiter les performances de transmission à 10 Gb/s. On insère à la suite du récepteur accordable un module EDC [3]. Ce composant est constitué de 7 étages de filtres FFE (Feed Forward Equalizer), d'une horloge de récupération de données (CDR) et de 3 étages de filtres DFE (Decision Feedback Equalizer). Les coefficients de l'égaliseur (des filtres FFE / DFE) sont constamment ajustés manuellement afin d'optimiser le BER. Dans nos expérimentations, on utilise le dispositif EDC avec une récupération d'horloge interne.

Le courant de polarisation du laser est fixé à 90 mA et l'amplitude du signal est de 1,2 Vpp. Le CML est modulé directement par un générateur de séquence pseudo-aléatoire qui fournit une trame de données de longueur $2^{23}-1$, à un débit de 10Gb/s. La performance en termes de Taux d'Erreur Binaire ou BER (Bit Error Rate) est mesurée via un détecteur d'erreur. Le CML émet à 1577 nm et la température est réglée à 35 °C pour un fonctionnement optimal. La puissance moyenne en sortie du laser est de 7 dBm. Nous avons testé des longueurs de fibre monomode (SMF) G652 de 0 à 40 km pour la transmission. Un atténuateur optique variable (VOA) à la sortie du laser CML est utilisé pour simuler les pertes de liaison.

Les mesures de BER obtenues entre les valeurs 10^{-3} et 10^{-9} à 10 Gb/s sont présentées sur la Figure 4. Sans égalisation électronique (EDC), la transmission à 10 Gb/s n'est pas réalisable. Avec ce dernier, on peut obtenir une portée maximale logique de 40 km à 10Gb/s dans nos expériences. À 20 km, l'infrastructure adoptée peut atteindre 17 dB et 29 dB de budget optique pour des valeurs de BER de 10^{-9} et 10^{-3} respectivement. Ces résultats sont conformes aux exigences de la Classe nominale 1 selon [5].

3. WA-PON EN VOIE MONTANTE : LASER ACCORDABLE A FAIBLE BANDE PASSANTE ET PHOTODIODE A AVALANCHE

Le dispositif expérimental de la Figure 5 révèle une solution WA-PON dans le sens montant. Le laser accordable à cavité externe ou T-ECL présent à l'ONU, est composé d'une diode laser super-luminescente (SLD) et d'un réseau de Bragg inscrit dans un guide polymère.

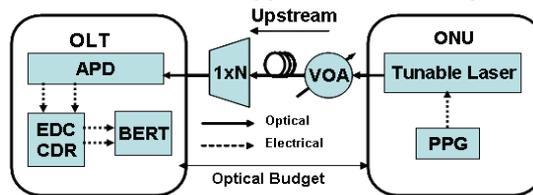


Fig. 5. Dispositif expérimental d'une solution NG-PON avec un ONU achromatique assisté par un EDC.

La longueur d'onde réfléchi par le réseau de Bragg est contrôlée par l'application d'un courant sur le polymère. Elle peut être ajustée sur une fenêtre de 16 nm qui permettent de couvrir une partie de la bande C et L. Les bandes passantes du T-ECL et de l'APD sont présentées sur les Figures 6 et 7 respectivement.

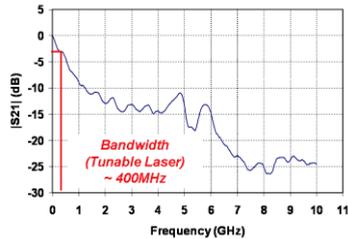


Fig. 6. Bande passante T-ECL

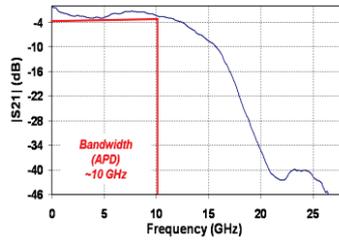


Fig. 7. Bande passante APD

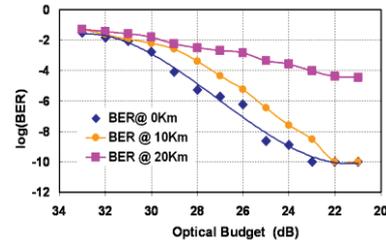


Fig. 8. BER en fonction du Budget Optique et de la Longueur de fibre, à 10 Gb/s

Le T-ECL, normalement prévu pour fonctionner 2,5 Gb/s, est modulé directement à 10 Gb/s par le générateur de séquence pseudo-aléatoire dont la longueur de la trame de données est de 2^7-1 , codée au format NRZ et d'amplitude 2Vpp. Le courant de polarisation du laser est de 30mA et sa puissance moyenne optique est d'environ 5dBm à 1574 nm et 25°C.

La performance de la transmission est évaluée à partir de la mesure du BER comme présentée sur la Figure 8. Comme nous le montre les courbes de la Figure 8, pour un BER de 10^{-3} à 10 Gb/s, nous obtenons un budget optique de 26 dB pour une fibre de 20 km.

4. CONCLUSION

Alors que la demande en bande passante ne fait qu'augmenter, des débits de plus en plus rapides doivent être atteints tout en conservant un coût identique ou inférieur. Les frais associés au déploiement de débit à 10 Gb/s en série, pour le client, rend de tels développements irréalisables dans cette réalité. Pour répondre à ce paradoxe coût/bande passante, nous avons mis en évidence deux approches uniques, en utilisant des transmetteurs et récepteurs achromatiques à 2,5 Gb/s assistés par un égaliseur électronique afin d'atteindre une plus grande capacité de réseau à moindre coût. De plus, les systèmes utilisant ces modules accordables sont extensibles par l'ajout de plusieurs longueurs d'ondes. Les transmetteurs et récepteurs sont tous les deux prévus pour travailler à 2,5 Gb/s mais fonctionnent avec succès à un débit de 10 Gb/s après 20 km de transmission. Pour les deux types de configurations, laser accordable ou récepteur accordable à l'ONU, nous sommes parvenus à un budget optique de 29 dB à 20 km pour un BER de 10^{-3} , si le système est suivi d'un égaliseur électronique.

5. REFERENCES

- [1] R. Murano, "Tunable GPON Receivers Migration to 1 Gb/s per Subscriber", (OFC 2009), paper NME4.
- [2] D. Mahgerefteh, "Chirp Managed Laser and Applications", (Journal of selected Topics in Quantum electronics, sept/oct 2010).
- [3] T.N. Duong, "Very High Bit-rate Transmission for NG-PON using AMOOFDM Direct Modulation of Linear Laser", (OFC 2010).
- [4] Papagiannakis, "The use of electronic equalization and offset filtering in the performance improvement of low-cost DML transmitters", (Transparent Optical Networks, ICTON 2008), pp.65-68.
- [5] ITU-T-G.987.
- [6] S.H. Oh, "2.5Gbps WDM-PON Tunable Light Source Hybrid integrated", (ECOC 2009), Paper p2.11.

DOUBLE REGENERATION TOUT-OPTIQUE DU PROFIL TEMPOREL ET DE L'ETAT DE POLARISATION D'UN SIGNAL TELECOM A 40 GBIT/S

Philippe Morin¹, Julien Fatome¹, Christophe Finot¹, Stéphane Pitois¹, Charles-Henri Hage¹, Vincent Tissot¹, Régis Claveau² et Guy Millot¹

¹Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB), UMR 5209 CNRS-Université de Bourgogne, Dijon, France.

²Phonline Technologies, Besançon, France.

jfatome@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Grâce à un dispositif original entièrement fibré, nous démontrons dans cette étude la possibilité de régénérer simultanément et de manière tout-optique, au sein d'une même fibre, l'état de polarisation mais aussi le profil temporel d'un signal télécom RZ (retour-à-zéro) cadencé à 40 Gbit/s.

MOTS-CLEFS : *Polarisation ; Fibre Optique ; Régénération ; optique non-linéaire.*

1. INTRODUCTION

Avec le développement de systèmes de télécommunication par fibre optique à très hauts débits, diverses dégradations altèrent la propagation des signaux lumineux. Une première catégorie de dégradations trouve son origine dans les fluctuations de l'état de polarisation (SOP). Cette variable est bien souvent aléatoire et s'avère difficilement contrôlable, pénalisant alors sévèrement les performances des systèmes à travers notamment la dispersion modale de polarisation (PMD), les pertes dépendantes de la polarisation ou tout simplement par la dépendance en polarisation de certains composants. Nul doute que ce paramètre encore mal maîtrisé sera l'une des clefs pour le déploiement des futurs réseaux transparents et notamment pour l'implantation de circuits ou puces tout optiques sur guide silicium, aujourd'hui fortement dépendants de la polarisation. D'autre part, les effets linéaires et non-linéaires représentent également des sources d'altérations du signal lumineux. Si la dispersion chromatique peut être théoriquement compensée, les interactions entre les effets linéaires et non-linéaires peuvent conduire à des dégradations irréversibles du profil temporel du signal comme une déformation des impulsions, une accumulation de gigue d'amplitude et de gigue temporelle, la dépolarisation du signal ou encore la génération d'impulsions fantômes.

Dans ce travail, nous présentons un dispositif tout-optique, entièrement fibré et basé sur l'effet non-linéaire Kerr répondant simultanément à ces deux problématiques. Ce système combine dans un unique segment de fibre un attracteur de polarisation et un régénérateur d'intensité de type Mamyshev [1-2]. L'efficacité de ce nouveau dispositif 3R pour « Repolarisation, Réamplification et Remise en forme » est testée grâce à la régénération d'un signal retour-à-zéro cadencé à 40 Gbit/s.

2. PRINCIPE ET DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le schéma de principe de notre double régénérateur SOP/intensité est illustré par la Fig. 1. Le système de contrôle de la polarisation est basé sur l'interaction non-linéaire par mélange à quatre ondes de deux ondes contra-propagatives au sein d'une fibre optique. En effet, des travaux récents ont montré, théoriquement [3] et expérimentalement [1], qu'un faisceau laser pompe polarisé se propageant dans une fibre optique standard agissait comme un attracteur de polarisation pour une onde signal contra-propagative. Autrement dit, lorsque le signal à régénérer, initialement aléatoirement polarisé, est injecté dans la fibre optique en présence de la pompe contra-propagative, son état de polarisation se voit attiré vers un point unique en sortie du dispositif et ce, indépendamment de son état initial et sans perte dépendante de la polarisation. De plus, le régime de propagation étant intrinsèquement fortement non linéaire, l'idée originale développée dans ce travail est de profiter de cette forte non linéarité pour combiner l'attracteur de polarisation avec une autre fonction optique, celle proposée par P. Mamyshev en 1998 pour la régénération du profil

d'intensité [2]. Cette technique exploite l'auto-modulation de la phase (SPM) subie par les impulsions évoluant dans la fibre optique. En effet, la phase non linéaire accumulée par les impulsions au cours de leur propagation dans l'attracteur de polarisation associée à un régime de dispersion normale conduit à un élargissement spectral fortement dépendant de l'intensité crête initiale. Par conséquent, en insérant un filtre optique passe-bande en sortie de fibre judicieusement décalé par rapport à la longueur d'onde centrale du signal, seule l'information portée par les bits de type « un » et possédant la plus grande puissance crête, atteindra l'élargissement spectral nécessaire à la traversée du filtre. Toute autre information parasite, notamment celle accumulée au niveau des bits de type « zéro », se verra annihilée. D'autre part, pour une combinaison particulière de la longueur de fibre et du décalage spectral, une saturation de la puissance crête de sortie peut être obtenue conduisant à une réduction des fluctuations d'intensité et donc à une régénération des bits de type « un » [4]. Ainsi, si les paramètres du système sont correctement choisis (dispersion, longueur, décalage, forme et largeur spectrale du filtre), le phénomène d'attraction de polarisation peut donc se combiner avec une excellente remise en forme du signal de sortie, donnant lieu à un nouveau type de régénérateur tout optique.

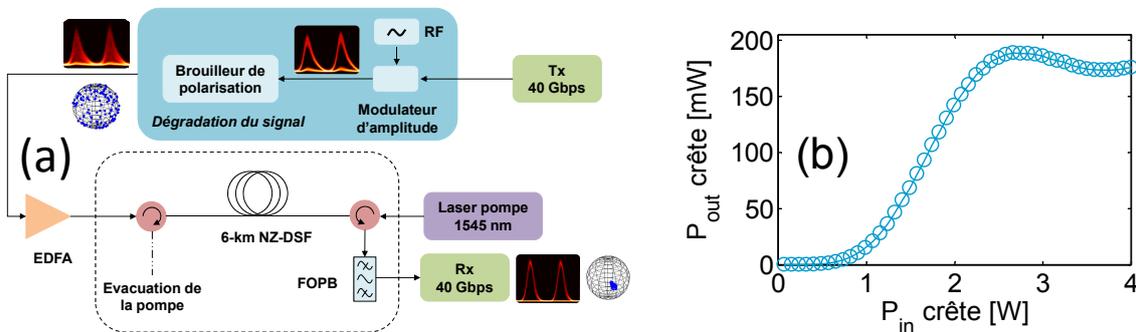


Fig. 1 : (a) Montage expérimental du processus de double régénération SOP/profil d'intensité (b) Fonction de transfert expérimentale de notre système : puissance crête après filtrage spectral en fonction de la puissance crête d'entrée.

La fibre optique utilisée dans ce dispositif de double régénération SOP/profil d'intensité est une fibre à dispersion décalée (NZ-DSF) de 6.2 km ayant une PMD de $0.05 \text{ ps/km}^{1/2}$, une dispersion chromatique de -1.5 ps/km.nm et un coefficient non linéaire de $1.7 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$. Un train d'impulsions de 7 ps, issu d'un laser fibré à verrouillage de modes cadencé à 10 GHz, est tout d'abord modulé en intensité grâce à un modulateur LiNbO_3 alimenté par une séquence pseudo-aléatoire $2^{31}-1$ à 10 Gbit/s. Un multiplexeur temporel optique est ensuite utilisé pour générer le signal RZ 40 Gbit/s. Ce signal est volontairement dégradé en intensité par l'adjonction d'impulsions dites « fantômes » au niveau des bits de type « zéro » et par une sur-modulation occasionnant des fluctuations d'intensité au niveau des bits de type « un ». Un brouilleur de polarisation permet finalement d'introduire des fluctuations de polarisation aléatoires. L'onde pompe est un signal partiellement incohérent polarisé, émis à une longueur d'onde de 1545 nm, et ayant une largeur spectrale de 100 GHz. Les puissances optiques du signal (26.5 dBm) et de la pompe (30 dBm) sont ajustées à l'aide d'amplificateurs à fibre dopée Erbium (EDFA). Ces deux ondes sont injectées à chaque extrémité de la fibre par l'intermédiaire de deux circulateurs optiques. En sortie du dispositif, la polarisation du signal est analysée à l'aide d'un polarimètre tandis qu'un oscilloscope à échantillonnage optique permet d'observer le profil temporel du signal. Le taux d'erreur binaire (TEB) est également mesuré sur les 4 trames cadencées à 10 Gbit/s et issues, par démultiplexage, du signal à 40 Gbit/s.

3. OBSERVATIONS EXPERIMENTALES

La Figure 1b montre la fonction de transfert expérimentale de notre système. Elle représente la puissance crête en sortie du dispositif en fonction de la puissance incidente. On remarque tout d'abord que pour des faibles puissances d'entrée, il y a une réjection significative du signal, ce qui permet une régénération efficace des bits de type « zéros ». De plus, la présence d'un plateau autour de 2.7 W (26.5 dBm de puissance moyenne à 40 Gbit/s) permet de diminuer les fluctuations

d'intensité au niveau des bits de type « un ». En entrée du dispositif, le signal initial à 40 Gbit/s présente une quantité importante de dégradations (Fig. 2a). On note un profil temporel asymétrique, une quantité non négligeable d'énergie dans les bits de type « zéro » ainsi que des fluctuations importantes de la puissance crête. Les fluctuations de polarisation induites par le brouilleur se manifestent quant à elles par une distribution uniforme des points sur la sphère de Poincaré (Fig. 2b). En conséquence, en présence d'un élément sensible à la polarisation, ici simulé par un polariseur, toutes les fluctuations de polarisation du signal se voient converties en fluctuations d'intensité, d'où une fermeture totale du diagramme de l'œil (cf. Fig. 2b).

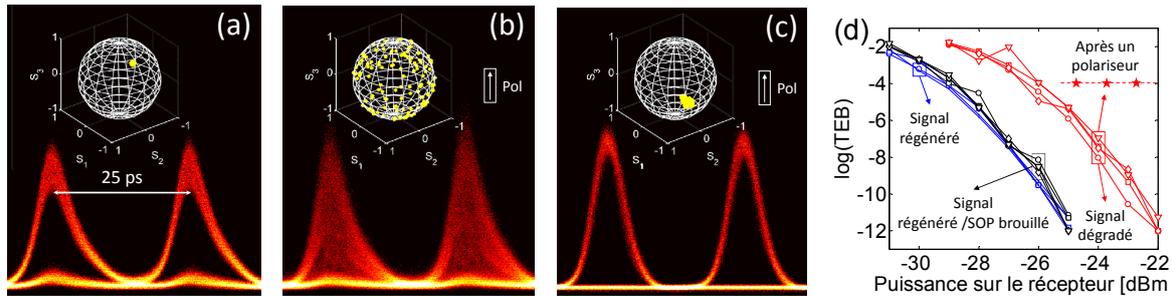


Fig. 2 : (a-c) Diagramme de l'œil et SOP du signal à 40 Gbit/s (a) Après dégradations en intensité (b) Après brouillage en polarisation et détecté après un polariseur (c) Après régénération et détecté après un polariseur (d) Mesure du taux d'erreur binaire.

En sortie du dispositif (Fig. 2c), nous observons clairement la régénération simultanée de l'état de polarisation et du profil d'intensité. D'une part, l'état de polarisation est attiré et complètement stabilisé. Ceci se traduit par une concentration des points sur une petite zone de la sphère de Poincaré. D'autre part, si l'on enregistre le diagramme de l'œil après un polariseur, on observe non seulement une excellente remise en forme du signal (profil gaussien symétrique, disparition des impulsions fantômes et diminution de la gigue d'intensité), mais également une excellente ouverture de l'œil résultant d'une stabilisation efficace de l'état de polarisation. Finalement, la Fig. 2d résume l'analyse du taux d'erreur binaire du signal à 40 Gbit/s, mesuré après un polariseur, pour les quatre canaux démultiplexés à 10 Gbit/s. Grâce au seul processus de régénération du profil d'intensité, on observe tout d'abord une amélioration de 3 dB sur la sensibilité du récepteur. Mais plus spectaculairement, en dépit du brouillage initial de la polarisation et de la détection derrière un polariseur et grâce au processus d'attraction de polarisation, le taux d'erreur passe d'une valeur de 10^{-4} à une valeur de 10^{-12} et ce, avec une faible pénalité comparé à la courbe de régénération sans brouillage de la polarisation.

CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons démontré pour la première fois qu'il était possible de manipuler de manière tout-optique et simultanée l'état de polarisation de la lumière ainsi que son profil d'intensité et cela dans une seule et unique fibre optique. Ce dispositif combine en effet un attracteur de polarisation avec un régénérateur d'intensité de type Mamyshev. L'efficacité de ce nouveau dispositif 3R pour « Repolarisation, Réamplification et Remise en forme » a été validée grâce à la régénération d'un signal télécom codé et cadencé à 40 Gbit/s. L'amélioration considérable de la qualité du signal obtenu confirme le fort potentiel de cette nouvelle fonction pour du traitement du signal tout-optique dans les futurs réseaux transparents.

RÉFÉRENCES

- [1] J. Fatome, S. Pitois, P. Morin, and G. Millot, "Observation of light-by-light polarization control and stabilization in optical fibre for telecommunication applications," *Opt. Express* 18, 15311-15317 (2010).
- [2] P. V. Mamyshev, "All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect," in *European Conference on Optical Communication, ECOC'98*, 475-476, Madrid, Spain (1998).
- [3] V. V. Kozlov, J. Nuno, and S. Wabnitz, "Theory of lossless polarization attraction in telecommunication fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* 28, 100-108 (2011).
- [4] L. Provost, C. Finot, K. Mukasa, P. Petropoulos, and D. J. Richardson, "Design scaling rules for 2R-Optical Self-Phase Modulation-based regenerators 2R regeneration," *Opt. Express* 15, 5100-5113 (2007).

APPROCHE MULTI-BANDES POUR LA TRANSMISSION WDM LONGUE DISTANCE A 100 Gbps DE SIGNAUX OFDM COHERENTS MULTIPLEXES EN POLARISATION

Julie Karaki¹, Erwan Pincemin¹, Thierry Guillosoy¹, Yves Jaouen², Raphaël Le Bidan³

¹ Orange Labs, France Télécom, 2 Avenue Pierre Marzin, 22300 Lannion, France

² Institut Télécom, Télécom ParisTech, CNRS UMR 5141, 46 Rue Barrault, 75634 Paris, France

³ Institut Télécom, Télécom Bretagne, CNRS UMR 3192 LAB-STIC, 29238 Brest, France

julie.karaki@orange-ftgroup.com

RÉSUMÉ

Nous présentons ici les résultats préliminaires d'un système de transmission WDM cohérent à 100 Gbps obtenu par multiplexage de quatre sous-bandes OFDM indépendantes, chaque sous-bande étant elle-même multiplexée en polarisation. Nous décrirons successivement l'architecture de l'émetteur / récepteur OFDM multi-bandes à double polarisation, le dimensionnement correspondant, les algorithmes de traitement du signal implémentés côté récepteur, et finalement les performances en sensibilité OSNR de notre banc expérimental fonctionnant pour le moment sur une seule sous-bande OFDM.

MOTS-CLEFS : MB-OFDM, PM-QPSK, transmission WDM à 100 Gbps, détection cohérente.

1- INTRODUCTION

La demande toujours plus forte pour des services à forte bande passante (TVHD, streaming HD, peering, jeux en ligne, grid & cloud computing, ...) dans les réseaux d'accès pourrait déboucher sur une saturation des réseaux de transport longue distance, qu'il est nécessaire d'anticiper en augmentant toujours plus l'efficacité spectrale des systèmes WDM. Avec la croissance du débit transporté par chaque longueur d'onde, s'accroît également la sensibilité du canal optique à l'interférence entre symboles, et plus particulièrement à la dispersion modale de polarisation (PMD) et à la dispersion chromatique (CD). L'OIF (Optical Internetworking Forum) [1] a récemment choisi la modulation PM-QPSK (Polarization-Multiplexing Quaternary Phase Shift Keying) cohérente comme solution préférentielle pour la transmission WDM longue distance à 100 Gbps. Grâce à la détection cohérente et à l'égalisation électronique implémentée au niveau du récepteur, cette technologie est robuste à 30 ps de PMD et à 35000 ps/nm de CD. Cependant, une autre technologie est fort utile quant les contraintes en termes d'efficacité spectrale et d'interférence entre symboles sont importantes: l'OFDM (Orthogonal Frequency Division Multiplexing) [2]. Grâce à l'orthogonalité des sous-porteuses et à la présence du préfixe cyclique, l'OFDM est la technique qui offre la meilleure efficacité spectrale et la plus forte robustesse aux multi-trajets. Après avoir été considérée comme la technologie ultime en radiocommunications, pourquoi ne le serait-elle pas également dans les communications optiques ?

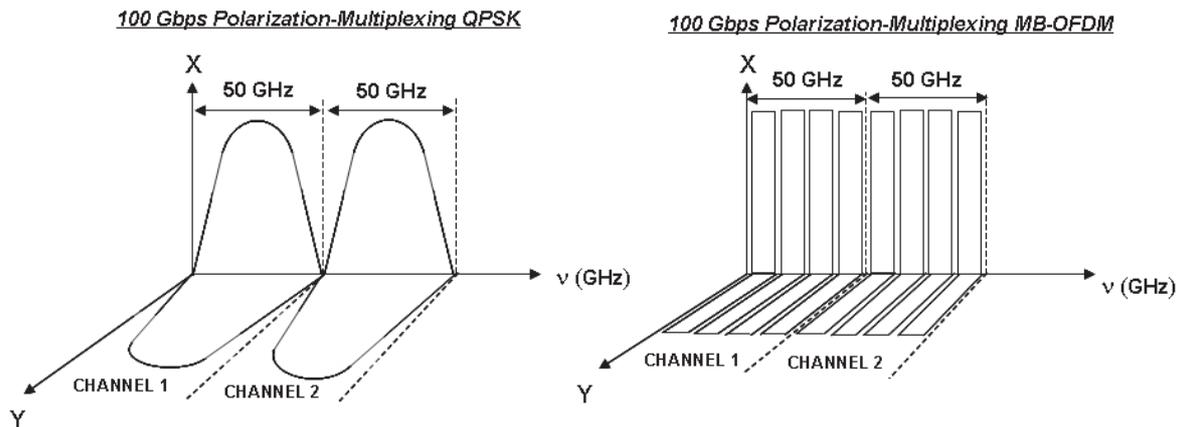


Fig. 1 : Architecture de l'émetteur OFDM multi-bandes à multiplexage de polarisation à 100 Gbps (à droite). A titre de comparaison, l'architecture de l'émetteur PM-QPSK à 100 Gbps est également donnée (à gauche).

Dans ce papier, nous présentons la mise en œuvre d'un émetteur / récepteur cohérent multi-bandes OFDM (MB-OFDM) à double polarisation pour la transmission WDM longue-distance (>1000 km) fonctionnant à 100 Gbps. Le débit nominal de 100 Gbps (contenu dans 50 GHz de bande passante) est obtenu par multiplexage de quatre sous-bandes OFDM indépendantes portant chacune un quart de la capacité globale du canal WDM. Nous présentons ici l'architecture de l'émetteur / récepteur MB-OFDM, le dimensionnement correspondant, les algorithmes de traitement du signal implémentés côté récepteur, et enfin la performance en back-to-back mesurée sur une seule sous-bande OFDM.

2- ARCHITECTURE ET DIMENSIONNEMENT DE L'EMETTEUR MULTI-BANDES OFDM A 100 GBPS

En raison de la performance limitée des convertisseurs numériques-analogiques (DAC) embarqués dans les générateurs de signaux arbitraires, il est aujourd'hui très difficile de faire tenir 100 Gbps dans une seule sous-bande OFDM. Comme par ailleurs la résolution verticale des DAC (~ 5.5 bits effectifs), le bruit de phase des lasers et surtout le bruit de phase non-linéaire généré par la propagation sur fibre interdisent d'utiliser des modulations de type QAM (Quaternary Amplitude Modulation) avec un nombre élevé d'états dans la constellation, nous avons choisi de partager le débit nominal de 100 Gbps entre quatre sous-bandes OFDM indépendantes multiplexées en polarisation. La figure 1 présente l'architecture de notre émetteur MB-OFDM à 100 Gbps, pour deux canaux WDM espacés de 50 GHz (l'efficacité spectrale visée étant de 2 bit/s/Hz). A titre de comparaison, l'architecture de l'émetteur mono-porteuse PM-QPSK à 100 Gbps est aussi donnée sur la figure 1. Afin d'être compatible avec un espacement entre canaux de 50 GHz, chaque sous-bande a une largeur de 8 GHz dans le domaine optique, tandis que l'espacement entre les sous-bandes est de 10 GHz.

Le débit nominal à adresser lorsque l'on considère 100 GbEthernet de charge utile (payload) et le codage de canal associé de 7 % (FEC) est de 111 Gbps. Mais un signal OFDM nécessite un certain nombre d'overheads supplémentaires, liés à l'ajout du préfixe cyclique, des séquences d'apprentissage et des sous-porteuses pilotes [2]. Le préfixe cyclique procure à l'OFDM sa robustesse face à l'interférence entre symboles (PMD et CD), et a été dimensionné ici pour une ligne de 1000 km de fibre G.652 sans compensation périodique de la CD (ce qui correspond à ~ 17000 ps/nm de CD cumulée). Les symboles d'apprentissage et les sous porteuses pilotes sont là pour permettre la synchronisation, l'estimation de canal, et la compensation du bruit de phase des lasers. Le débit effectif à transmettre est alors de ~ 127 Gbps. Afin de ne pas être trop sensible à l'accumulation du bruit de phase non-linéaire au cours de la propagation et du bruit de phase des lasers, nous avons choisi de faire porter à chaque sous-porteuse une modulation QPSK. Le débit effectif porté par chaque sous-bande sur une polarisation est donc de ~ 15.9 Gbps. Il est contenu dans ~ 7.9 GHz de bande passante dans le domaine optique. Le préfixe cyclique, quant à lui, va occuper un slot temporel de 1.025 ns au début de chaque symbole OFDM. Parmi les 256 porteuses, 80 sous-porteuses sont mises à zéro (sur les bords du spectre) afin d'induire un sur-échantillonnage, permettant de séparer le signal OFDM utile de l'aliasing généré par les DAC. Chacune des quatre sous-bandes OFDM compte alors 176 sous-porteuses. La durée des symboles OFDM est de 22.75 ns. La fréquence d'échantillonnage des DAC a été fixée à son maximum de 12 Gsamples/s.

3- MISE EN OEUVRE EXPERIMENTALE ET ALGORITHMES DE TRAITEMENT DU SIGNAL

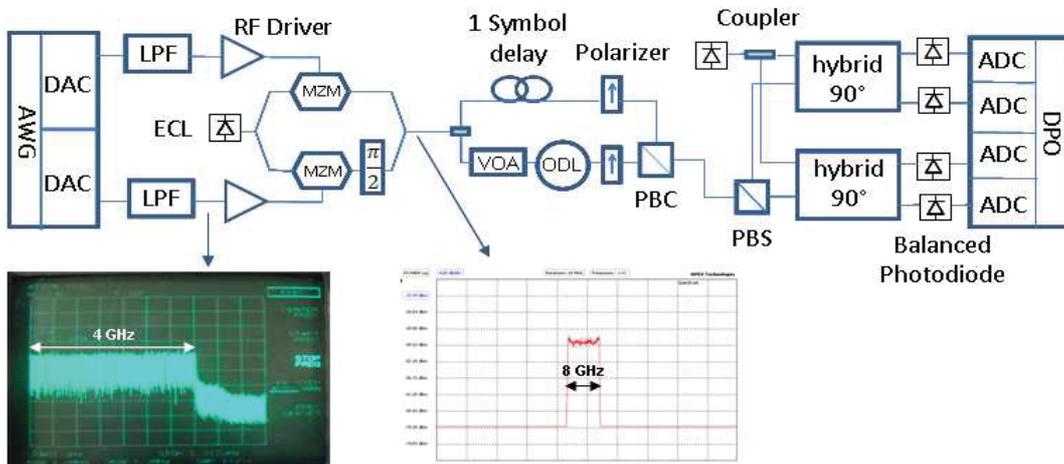


Fig. 2 : Schéma expérimental de l'émetteur / récepteur OFDM mis en œuvre dans cette étude. Les spectres à la sortie du filtre électrique passe-bas de 4 GHz de bande passante ainsi qu'à la sortie du modulateur IQ (mesuré avec un analyseur de spectre optique de résolution 20 MHz) sont aussi donnés.

Le schéma du montage expérimental est donné sur la figure 2. Afin d'obtenir l'efficacité spectrale la plus élevée possible, le signal OFDM en bande de base est complexe et utilise une paire de DAC, qui génère les parties réelle (I) et imaginaire (Q) du signal OFDM. Le mixage IQ est réalisé dans le domaine optique, grâce à l'utilisation d'un modulateur IQ. Entre les deux DAC du générateur de signaux arbitraires (AWG) et le modulateur IQ, deux filtres anti-aliasing passe-bas (LPF) ont été disposés, ainsi que deux amplificateurs RF que l'on s'est attaché à faire fonctionner en régime linéaire. Le laser connecté au modulateur IQ est un laser à cavité externe (ECL), ayant une largeur de raie de ~100 kHz. Le module de multiplexage de polarisation est basé sur la mise en œuvre d'un retard temporel d'un temps symbole (correspondant à ~ 22.75 ns) sur l'un des bras du multiplexeur. Le récepteur cohérent à diversité de polarisation est, quant à lui, constitué de deux hybrides 90° (un pour la polarisation X et un pour la polarisation Y), qui permettent de séparer la composante en phase (I) de la composante en quadrature (Q) dans le signal OFDM. Les sorties des hybrides 90° sont envoyées sur les entrées de quatre photorécepteurs équilibrés, eux-mêmes connectés aux quatre convertisseurs analogiques-numériques (ADC) de l'oscilloscope (DPO) utilisé ici, qui fonctionne à 50 Gsamples/s.

La première étape du traitement du signal au niveau du récepteur consiste à récupérer la synchronisation des trames OFDM avec la méthode décrite par Schmidl & Cox [3]. L'égalisation de canal, quant à elle, consiste à séparer les deux composantes en polarisation du signal OFDM en appliquant un traitement de type MIMO (Multiple-Input-Multiple-Output). Pour ce faire, trois symboles consécutifs sont associés dans la séquence d'apprentissage de la manière suivante: deux symboles vides entourent un symbole contenant de l'information. Après multiplexage de polarisation et transfert d'énergie entre les deux polarisations, les symboles vides de la séquence d'apprentissage contiennent de l'énergie. En comparant les symboles reçus et le symbole d'apprentissage émis contenant de l'information, on détermine la matrice d'égalisation MIMO [4] par la technique du "zero forcing" (ZF). La dernière étape du traitement du signal consiste à compenser le bruit de phase généré par le laser d'émission et l'oscillateur local. On utilise la méthode de l'estimation de phase par les porteuses pilotes décrite dans la référence [5].

4- RESULTATS EXPERIMENTAUX

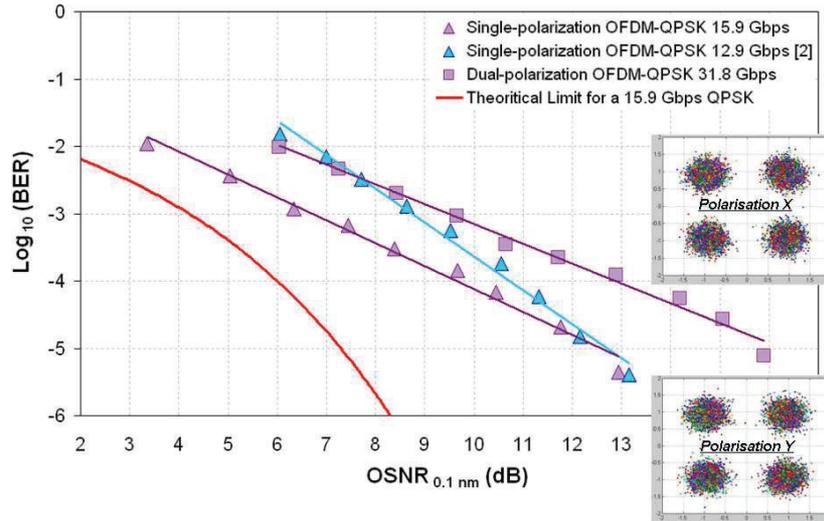


Fig. 3 : BER en fonction de l'OSNR (mesuré dans 0.1 nm) en configuration simple et double polarisation. Les constellations obtenues sur les polarisations X et Y sont données pour un $\text{BER} = 10^{-5}$. Le BER versus OSNR de la référence [2] pour un signal OFDM du même type (mais portant seulement 12.9 Gbps) dans la configuration simple polarisation est aussi tracé, ainsi que la limite théorique pour un signal QPSK portant 15.9 Gbps.

Le taux d'erreur binaire (BER) a été mesuré en fonction du rapport signal à bruit optique (OSNR) dans 0.1 nm, à la fois sur l'émetteur à simple polarisation (portant ~ 15.9 Gbps) et à double polarisation (portant ~ 31.8 Gbps). Nous avons mesuré un $\text{BER} = 10^{-3}$ pour un OSNR de ~ 6.5 dB pour le signal OFDM à simple polarisation et ~ 9.6 dB pour le signal OFDM à double polarisation. Sur toute la gamme d'OSNR mesuré, l'écart entre les deux configurations fluctuait entre 2.7 dB et 3.5 dB, ce qui tend à démontrer que la pénalité induite par le processus de séparation de polarisation via la technique d'égalisation de type MIMO-ZF est négligeable. Les performances obtenues en configuration simple polarisation sont ~ 2.3 dB meilleures que celles de S. Jansen dans la référence [2], pour un dimensionnement OFDM proche du nôtre. Cette amélioration est à mettre sur le compte du choix des techniques mises en œuvre pour la génération des signaux OFDM: simple modulateur IQ optique dans notre cas, mélangeur IQ électrique et modulateur MZM dans la référence [2].

5- CONCLUSION

Pour la première fois en France, un émetteur / récepteur cohérent OFDM mono-bande à double polarisation capable de transporter 31.8 Gbps dans 8 GHz de bande passante (efficacité spectrale de ~ 4 bit/s/Hz) a été assemblé et caractérisé en back-to-back. Un choix judicieux des solutions techniques mises en œuvre au niveau de l'émetteur (mixage IQ dans le domaine optique) et des algorithmes de traitement du signal efficaces nous ont permis d'obtenir des performances en back-to-back très encourageantes. La prochaine étape consistera à générer les trois autres sous-bandes, afin d'atteindre le débit global de 127 Gbps. Cette étude a été réalisée dans le cadre du projet FUI9 100G FLEX du pôle "Images & Réseaux".

[1] www.oiforum.com, "100G ultra long-haul DWDM framework document".
 [2] S.L. Jansen, I. Morita, T.C.W. Schenk, N. Takeda and H. Tanaka, "Coherent Optical 25.8-Gb/s OFDM Transmission over 4160 km SSMF", J. of Lightwave Technol., vol. 26, n° 1, pp. 6-15, 2008.
 [3] T.M. Schmidl and D.C. Cox, "Robust frequency and timing synchronization for OFDM", IEEE Trans. Commun., vol. 45, n°12, pp. 1613-1621, 1997.
 [4] S.L. Jansen, I. Morita, T.C.W. Schenk and H. Tanaka, "Long-haul transmission of 16x52.5 Gbps polarization-division-multiplexed OFDM enabled by MIMO processing", J. Opt. Networking, vol. 7, n° 2, pp.173-181.
 [5] X. Yi, W. Shieh, Y. Tang, "Phase estimation for coherent optical OFDM", IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 19, n° 12, pp. 919-921, 2007.

TRANSMISSION OPTIQUE MULTIPLEXÉE EN MODE A 2x100Gb/s SUR 40KM DE FIBRE PROTOTYPE LÉGEREMENT MULTIMODALE

C. Koebele¹, M. Salsi¹, D. Sperti¹, A. Boutin², P. Sillard³, S. Bigo¹, Gabriel Charlet¹

¹ Alcatel-Lucent Bell Labs, centre de Villarceaux, route de Villejust, 91620 Nozay, France

² Kyliia, 75003 Paris, France ; ³Draka, 91460 Marcoussis, France

clemens.koebele@alcatel-lucent.com

RÉSUMÉ

Nous transmettons deux signaux modulés à 100Gb/s PDM-QPSK sur deux modes différents d'une fibre prototype légèrement multimodale d'une longueur de 40 km. Notre expérience est réalisée avec un multiplexeur / démultiplexeur de mode basé sur un modulateur spatial de phase LCOS (de l'anglais « liquid crystal on silicon », cristaux liquides sur de la silice) et avec un algorithme MIMO (« Multiple Input Multiple Output ») 4x4 dans un récepteur cohérent.

MOTS-CLEFS : *Transmission Optique; Détection Cohérente; Multiplexage en Mode*

1. INTRODUCTION

Les systèmes optiques déployés actuellement utilisent la détection cohérente pour les débits de 40Gbit/s et 100Gbit/s. Une modulation QPSK (pour « Quadrature Phase Shift Keying »), c'est à dire avec 4 niveaux de phase, associée à un multiplexage de polarisation (« PDM » pour « Polarization Division Multiplexing ») permet de transporter 4 bits par symbole. L'utilisation de formats de modulation plus complexes, tel que le QAM16 (pour « Quadrature Amplitude Modulation »), avec 16 états possibles, permet de doubler le débit transmis. Cependant cette méthode réduit fortement la portée de transmission. Par exemple, si on passe de 100 Gb/s PDM-QPSK à 200 Gb/s PDM-QAM16, la portée est réduite par un facteur cinq [1]. Une approche nouvelle et en rupture pour augmenter la capacité est le multiplexage en mode (MDM, pour « Mode Division Multiplexing »), dont les premiers résultats expérimentaux ont été décrits récemment [3,4]. Dans une fibre monomode, la lumière se propage dans le mode fondamental LP01. Dans cet article, nous démontrons la transmission de deux modes indépendants, que nous appellerons LP11a et LP11b, dans une fibre prototype légèrement multimodale (FMF, de l'anglais « few mode fiber »). Cette FMF a l'avantage de présenter des retards intermodaux très élevés entre LP01 et LP11, et donc subit des couplages modaux linéaires [4] et non linéaires [5] très faibles. De plus, l'atténuation est de 0.22dB/km seulement. Pour le multiplexage et démultiplexage de modes, nous avons conçu un convertisseur de modes spatiaux intégré, incorporant un modulateur spatial de lumière réalisé en technologie LCOS programmable [6]. Le LCOS est une alternative aux masques de phase fixes [3]. Après la transmission, nous utilisons deux récepteurs cohérents avec un traitement de signal numérique commun pour la détection de deux modes à la fois.

Les deux modes sont récupérés avec d'excellentes performances après 20 km et avec des pénalités limitées après 40km.

2. MONTAGE EXPERIMENTALE

Pour effectuer du multiplexage de mode, nous nous appuyons sur la conversion de mode SMF-à-FMF à l'aide d'un modulateur spatial de lumière, situé dans le plan de Fourier d'un corrélateur en configuration « 4f », tel que représentée sur la Fig. 1a. Nous avons conçu deux convertisseurs de modes 4x1 et 1x2 (Fig. 1c) pour les utiliser comme multiplexeur et démultiplexeur de modes, respectivement. Ils partagent un seul LCOS de 1920x1080 pixels, exploité en mode réflectif. Le convertisseur 4x1 utilise la partie haute de l'écran LCOS pour 3 de ses

4 entrées, la quatrième étant une entrée directement couplée dans la fibre de sortie FMF. A chacune des entrées, le connecteur est relié par une fibre SMF à un collimateur, puis est divisé en deux voies optiques, une pour chaque polarisation, par un séparateur de polarisation (PBS), et arrive sur le LCOS sur deux des six zones possibles. Notez que nous utilisons seulement la modulation de phase, alors que pour une conversion de mode idéale, il faudrait des masques de phase et d'amplitude, au détriment d'une conception excessivement complexe. Chaque zone sur le dispositif LCOS compte environ 80x80 pixels et est programmée avec le masque de phase correspondant au mode désiré, c'est à dire selon les profils de la Fig. 1b. La lumière de l'ensemble des six chemins est renvoyée à trois combineurs de polarisation, puis dans un coupleur 4x1 en espace libre et collimatée dans la FMF. Au récepteur, le convertisseur 1x2 est conçu de la même manière, mais avec seulement deux fibres SMF en tant que ports de sortie (donc 4 zones sur le modulateur de phase LCOS pour la diversité de polarisation), et l'entrée étant la FMF. Il utilise la partie basse du dispositif LCOS.

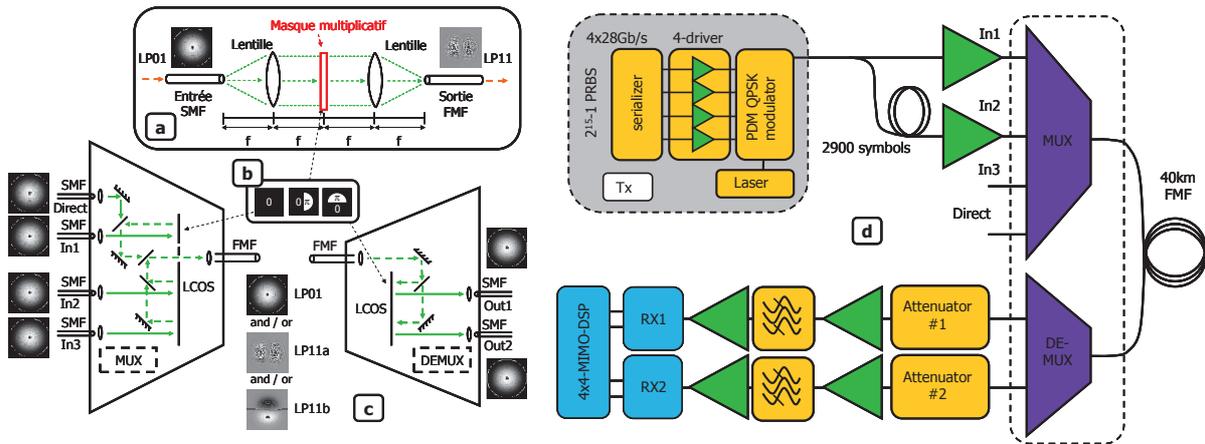


Fig. 1 : Schéma d'un corrélateur 4f(a), Masques de phase appliqués (b), Schéma du multiplexeur et démultiplexeur de mode (sans diversité de polarisation) (c), montage expérimentale (d)

Dans notre montage, représenté sur la Fig. 1d, la lumière d'un laser à 1533.47nm est modulée dans un émetteur standard produisant un signal PDM-QPSK au débit de 112Gb/s qui comprend le protocole et le sur-débit associé au code correcteur d'erreur [2]. Ce flux de données est répliqué sur deux voies de fibres, dont une introduit une décorrélation de plusieurs milliers de symboles, et alimente deux amplificateurs optiques, relié à deux entrées du multiplexeur de mode.

La sortie du multiplexeur de mode est raccordée à un prototype FMF supportant jusqu'à 3 modes (LP01, deux modes générés LP11a et b) avec une faible atténuation (0.22dB/km) et grande aire effective ($>120\mu\text{m}^2$). Le temps de groupe différentiel intermodal (DMGD pour « differential mode group delay ») par unité de longueur entre LP01 et LP11 est assez grand, à 4.35ps / m (4872 symboles après 40 km à 28GBaud). Parce que le couplage des modes diminue, si cette valeur est augmentée, un grand DMGD garantit un couplage de mode faible, comme dans [4].

Avec ce montage, nous avons étudié deux configurations: transmissions en mode simple (LP01 seulement) et la transmission MDM (LP11a + LP11b). Dans les deux cas nous faisons varier la puissance dans chaque récepteur en utilisant un atténuateur dédié pour régler le rapport signal à bruit optique et nous mesurons la performance. Les récepteurs cohérents incorporent des préamplificateurs optiques et quatre photodiodes équilibrées dans une configuration à diversité de polarisation. L'échantillonnage est effectué avec deux oscilloscopes en temps réel (bande passante analogique de 16GHz), déclenchés de façon synchrone. Le LP01 est détecté avec un masque de phase constant et en utilisant un seul récepteur. Lorsque les masques de phase sont réglés pour sélectionner les modes LP11a et LP11b, deux récepteurs sont utilisés pour effectuer le traitement du signal en commun.

Les deux récepteurs donnent accès à 4 signaux complexes représentant le champ optique. Pour discriminer les deux modes LP11 dégénérés le long des deux axes de polarisation, nous

utilisons un égaliseur MIMO 4x4, par opposition à l'égaliseur MIMO 2x2 classiques utilisées pour le démultiplexage de polarisation sur SMF. L'égaliseur travaille en mode aveugle et sa complexité par bit transmis n'est que doublée par rapport à l'égaliseur MIMO 2x2 classique [2].

3. RESULTATS

Pour faciliter la comparaison des résultats sur la Fig. 2a, nous avons choisi de garder inchangée la puissance reçue dans toutes les configurations, à -31dBm. Le taux d'erreur du signal propagé sur le mode LP01 après 20 kilomètres est dégradé d'un facteur 6 par rapport à la référence sans transmission sur fibre SMF. Après la même distance, le taux d'erreur moyen des modes LP11a + LP11b détecté avec le récepteur MIMO 4x4 est dégradé d'un autre facteur 2 par rapport à celui mesuré sur LP01. Finalement après 40 kilomètres de la FMF, les modes LP11a + LP11b sont encore dégradés, mais pas plus d'un facteur 3.

Les valeurs présentées dans Fig. 2a sont moyennées sur tous les affluents de mode/polarisation reçus (2 pour le LP01 et 4 pour le LP11). La Fig. 2b représente la performance réelle des 4 affluents du mode LP11. Le taux d'erreur du mode « LP11a PolX » apparaît significativement dégradé (jusqu'à un facteur 10 par rapport au meilleur mode). Cette situation est attribuée à des caractéristiques dégradées de notre multiplexeur / demultiplexeur de mode le long d'un des axes de polarisation d'un mode.

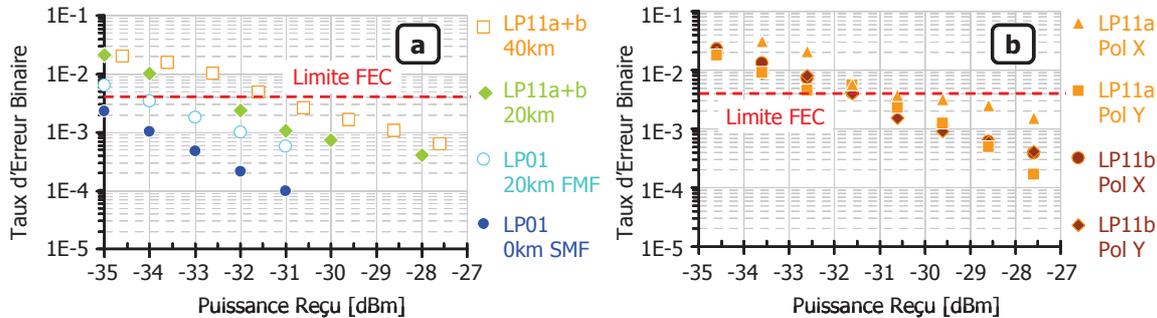


Fig. 2 : Taux d'erreurs en fonction de la puissance pour LP01(0km SMF et 20km FMF) et pour LP11 (après 20km et 40km) (a), Taux d'erreurs détaillés pour les 2 polarisation des modes LP11a et LP11b après 40km (b)

CONCLUSION

La transmission de deux signaux 100Gb/s PDM QPSK modulés sur la même longueur d'onde et sur deux modes différents le long de 40km d'une fibre légèrement multimodale a été démontrée. Les outils clés sont un multiplexeur /démultiplexeur de mode reprogrammable en espace libre, une fibre prototype légèrement multimodale avec faible couplage de modes et de deux détecteurs cohérent à diversité de polarisation permettant un traitement de signal numérique MIMO. Cette expérience ouvre la voie aux futurs systèmes de grande capacité en fibre optique multimodale, même si de nombreux défis doivent encore être résolus.

RÉFÉRENCES

[1] G. Bosco et al, "On the performance of Nyquist-WDM Terabit Superchannels Based on PM-BPSK, PM-QPSK, PM-8QAM or PM-16QAM Subcarriers", JLT, vol.29, n°1, January 1, 2011

[2] M. Salsi et al, "Transmission at 2x100Gb/s, over Two Modes of 40km-long Prototype Few-Mode Fiber, using LCOS based Mode Multiplexer and Demultiplexer", OFC 2011, Paper PDPB9 (2011)

[3] R. Ryf et al. , "Space-division multiplexing over 10 km of three-mode fiber using coherent 6 x 6 MIMO processing", submitted to OFC 2011 post-deadline session.

[4] F. Yaman et al. "10x112Gb/s PDM-QPSK transmission over 5032 km in few-mode fibers", Optics Express, Vol. 18, No. 20, pp. 21342-21349, 2010

[5] C. Koebele, et al., "Nonlinear Effects in Long-Haul Transmission over Bimodal Optical Fibre", Paper Mo.2.C.6, ECOC 2010 (2010)

[6] G. Stepniak et al., "Increasing Multimode Fiber transmission Capacity by Mode Selective Spatial Light Phase Modulation", ECOC 2010, Paper P6.3 (2010)

DÉMONSTRATION EXPÉRIMENTALE D'UN RÉSEAU OPTIQUE CROSS-LAYER RECONFIGURABLE.

Cédric Ware^{*}, Caroline P. Lai, Daniel Brunina, Wenjia Zhang^{}, Ajay S. Garg, Balagangadhar G. Bathula, Keren Bergman**

Department of Electrical Engineering, Columbia University, 500 W. 120th St., New York NY 10027, USA

^{*} *Institut Télécom, Télécom ParisTech, CNRS LTCl, 46 rue Barrault, 75634 Paris CEDEX 13, France*

^{**} *Key Lab of Information Photonics and Optical Commun. (MoE), Beijing University of Posts and Telecom., Beijing, 100876, China*

cedric.ware@ee.columbia.edu

RÉSUMÉ

Les défis qui attendent les réseaux de données du futur sont non seulement le très haut débit, incontournable, mais également l'agilité et la consommation énergétique. Leur optimisation implique que la couche physique ne soit pas la seule informée des dégradations du signal transmis ; celles-ci doivent être connues de l'ensemble du réseau, qui reconfigurera ses éléments au vol afin d'optimiser capacité de transmission, efficacité énergétique et délai de restauration. Nous présentons une plate-forme de test de réseau « cross-layer » et « impairment-aware », capable de récupérer rapidement de la défaillance d'un routeur via des chemins optiques transparents, et d'informer d'une dégradation les couches applicatives.

MOTS-CLEFS : *réseaux cross-layer ; commutation optique*

1. INTRODUCTION

Le continuel renouveau des services de données offerts à tous, depuis plusieurs années, motive une insatiable demande d'amélioration globale des réseaux de communications. Les fournisseurs d'accès à Internet déploient actuellement dans leurs réseaux d'accès les solutions de fibre chez l'abonné pour répondre aux attentes toujours plus exigeantes de leurs clients. Cela implique un réseau global non seulement à haut débit, mais aussi agile afin de résister aux défaillances, tout en limitant l'énergie consommée.

Cette agilité est actuellement assurée par le fait que chaque paquet de données est routé indépendamment : on peut ainsi contourner tout lien rompu de façon transparente pour l'utilisateur. Toutefois, cela implique une multiplication du nombre de conversions optique-électrique (O-E), menant à une consommation énergétique telle que les coûts d'électricité et de refroidissement représentent une fraction majeure du coût global du réseau, et leur croissance doit être endiguée [1]. Dans ce but, on vise à maintenir le signal dans le domaine optique le plus longtemps possible : soit par l'établissement de chemins optiques (*lightpaths*) traversant plusieurs nœuds, revenant en partie à un paradigme de commutation de circuits ; soit par le routage de paquets directement dans le domaine optique [2].

L'utilisation de telles techniques a deux inconvénients notables : d'une part, on ne peut plus profiter de la régénération du signal qui va de pair avec une conversion O-E, ce qui rend la transmission plus sensible aux dégradations. D'autre part, la commutation de circuits doit réagir rapidement aux défaillances, dont elle ne peut déléguer la gestion à un routage des paquets indépendamment les uns des autres.

Nous présentons une architecture de nœuds de réseau à base d'un commutateur optique de paquets, capable de reconfiguration au vol en cas de défaillance, et une adaptation de la couche applicative afin de mieux tolérer les dégradations physiques.

2. RECONFIGURATION APRÈS DÉFAILLANCE

Nous nous plaçons dans l'hypothèse d'un réseau fait de nœuds versatiles illustrés figure 1, capables à la fois de routage IP et de commutation optique, utilisant la plus grande bande passante de cette dernière pour porter la capacité totale par nœud bien au-delà de celle d'un routeur conventionnel, avec toutefois moins de flexibilité.

Nous prenons pour base du nœud notre matrice de commutation de paquets multi-longueurs d'ondes [3] : chaque paquet comporte une charge utile à 100 Gbps (sur 10 longueurs d'ondes), et plusieurs longueurs d'ondes de contrôle qui encodent l'adresse de destination à bas débit, permettant à des portes logiques de configurer une matrice de commutation 4×4 (4 blocs 2×2) à base d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs, afin d'amener le paquet au port souhaité. Un port d'entrée et un de sortie sont dédiés à un routeur conventionnel via des convertisseurs O-E.

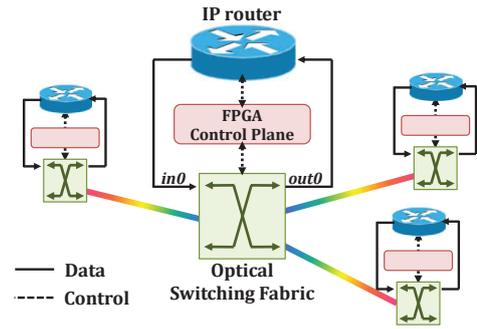


FIGURE 1 : Architecture réseau proposée, chaque nœud combinant un routeur IP, une matrice de commutation optique, et un FPGA réalisant un plan de contrôle local.

Cette architecture est adaptée à la récupération après défaillance : un circuit logique programmable (FPGA), faisant office de plan de contrôle local, reçoit des informations de dispositifs de surveillance de la qualité des liens optiques, ou du routeur IP [3]. Une défaillance de ce dernier entraîne la dérivation du trafic qui lui est destiné vers un autre nœud dont le routeur reste fonctionnel. Une chute de la qualité d'un lien en-deçà d'un seuil sera signalée au plan de contrôle global du réseau qui pourra commander la redirection du trafic affecté vers un autre lien.

Afin de permettre une récupération immédiate, le plan de contrôle local mémorise des configurations précalculées, qui n'ont pas à être optimales, le calcul d'une meilleure configuration étant laissé aux soins du plan de contrôle global en temps utile.

Nous avons démontré expérimentalement la méthode proposée de récupération après défaillance : les paquets optiques commutés comportent 10 porteuses modulées à 10 Gbps sur 120 ns, totalisant 1500 octets, à l'instar de la longueur habituelle des trames Ethernet. Un FPGA, faisant fonction de plan de contrôle de la matrice de commutation optique, reçoit des informations de surveillance (p. ex. du routeur IP) et signale les défaillances à la logique de commutation. Celle-ci est modifiée en conséquence : en cas de problème, les paquets sont redirigés afin de contourner le lien ou le routeur défaillant.

La figure 2 montre les traces à l'oscilloscope des paquets entrant sur 3 ports, et correctement dirigés suivant l'adresse encodée dans leurs longueurs d'ondes d'en-tête, aussi bien en mode normal qu'en mode dégradé, dans lequel tout le trafic originellement destiné à *out0* (comme les paquets *E* et *F*) est renvoyé sur *out1* (en l'absence de contention ; sur chaque port de sortie, priorité est donnée aux messages explicitement destinés à ce port, et l'on voit figure 2(c) que, les paquets *C* et *F* étant en conflit sur *out1*, *F* est perdu). Cette expérience est décrite plus en détail dans [4].

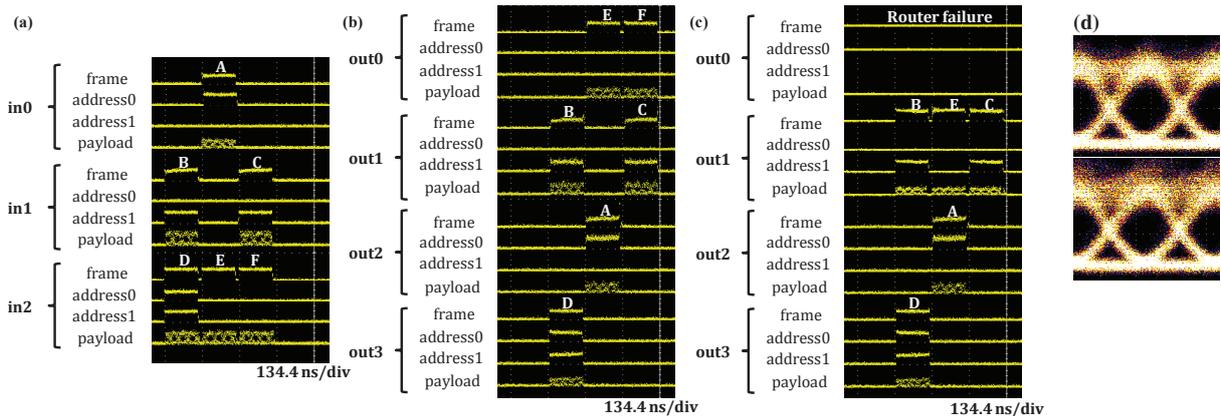


FIGURE 2 : Traces, visualisées sur un oscilloscope à échantillonnage, des paquets traversant la matrice de commutation optique : (a) à l'entrée ; (b) à la sortie, tous les ports étant fonctionnels ; (c) à la sortie, avec le port *out0* désactivé dans un scénario de défaillance du routeur ou du lien. De plus, (d) montre le diagramme de l'œil de la charge utile sur la longueur d'onde 1551 nm à l'entrée (haut) et la sortie (bas) de la matrice.



FIGURE 3 : Captures d'écran de l'affichage vidéo à haut débit (gauche) et débit dégradé (droite).

3. ADAPTATION DE LA COUCHE APPLICATIVE

Afin de démontrer l'adaptabilité de la couche applicative aux dégradations du signal dans un réseau « cross-layer », une transmission vidéo à débit variable a été effectuée via la matrice de commutation optique. Un réseau IP privé a été constitué de deux ordinateurs *Test1* et *Test2* reliés via deux interfaces 10GE Ethernet spécifiques à notre réseau de paquets optiques. *Test1* affichait la vidéo provenant d'une webcam connectée à *Test2*, encodée par un logiciel à base de FFmpeg [5], et émise vers *Test1* sous forme de paquets UDP.

L'encodeur a été retouché de façon à pouvoir modifier au vol les paramètres du codec vidéo, ce qui permet de commuter entre un haut débit et un débit dégradé à la réception d'une commande véhiculée par un paquet UDP spécifique, émis par *Test1* et aurait pu être transmis hors bande sur une interface réseau secondaire de *Test2*.

Dans cette expérience, le signal était manuel : les paquets UDP de contrôle ont été émis via une commande utilisateur. Dans un réseau réel, c'est le plan de contrôle qui, averti par les dispositifs de surveillance d'une chute de qualité de transmission ou une soudaine augmentation du taux d'erreurs sur un lien, ferait changer le débit des transpondeurs afin de mieux résister aux dégradations, et en informerait les applications qui auraient ainsi la possibilité de s'accommoder de moins de ressources.

4. CONCLUSIONS

Nous avons proposé une architecture de nœuds de réseau qui rassemble un routeur IP conventionnel, un commutateur optique de paquets, et un plan de contrôle local capable de reconfigurer au vol le commutateur en cas de défaillance. La reconfiguration est démontrée expérimentalement, ainsi qu'une adaptation d'une application vidéo dans le but de gérer la dégradation des signaux. Ce schéma est destiné à évoluer vers une plate-forme de test des algorithmes de routage nécessaires à une réelle gestion globale des performances, dégradations et énergie du réseau.

Ce travail a reçu le soutien du projet CIAN de la National Science Foundation (n° Y503160).

RÉFÉRENCES

- [1] D. Kilper, "Energy efficient networks," in *Optical Fiber Conference*, no. OWI5, Los Angeles, Mar. 2011.
- [2] J. Berthold, A. A. M. Saleh, L. Blair, and J. M. Simmons, "Optical networking : Past, present, and future," *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, no. 9, pp. 1104–1118, May 2008.
- [3] C. P. Lai, M. S. Wang, A. S. Garg, K. Bergman, J.-Y. Yang, M. R. Chitgarha, and A. E. Willner, "Demonstration of QoS-aware packet protection via cross-layer OSNR signaling," in *Optical Fiber Conference*, no. OTuM2, San Diego, CA, Mar. 2010.
- [4] C. P. Lai, D. Brunina, C. Ware, B. G. Bathula, and K. Bergman, "Demonstration of cross-layer failure recovery for reconfigurable optical switching fabrics," 2011, submitted to *IEEE Photonics Technology Letters*.
- [5] <http://www.ffmpeg.org/>.

CAPTEUR OPTOFLUIDIQUE A BASE DE MICRO-RESONATEURS EN POLYMERES POUR LA BIODETECTION SANS MARQUEUR FLUORESCENT

**Camille Delezoide¹, Marion Salsac³, Joseph Lautru², Joseph Zyss², Isabelle Ledoux-Rak¹ et
Chi Thanh Nguyen¹**

¹ LPQM, ENS Cachan, CNRS UMR 8537, F-94230 Cachan, France

² Institut d'Alembert, ENS Cachan, FR-3242, F-94230 Cachan, France

³ LBPA, ENS Cachan, CNRS UMR 8113, F-94230 Cachan, France

camille.delezoide@lpqm.ens-cachan.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la conception et la réalisation d'un capteur optofluidique à base de micro-résonateurs pour la détection sans marqueur fluorescent de molécules biologiques. Le capteur, réalisé entièrement en polymères, est composé d'un micro-résonateur optique intégré en forme d'hippodrome et un circuit microfluidique assurant l'introduction, la circulation et le contrôle de la solution contenant la biomolécule à détecter. Ces micro-résonateurs présentent, dans l'eau désionisée, des facteurs de qualité allant jusqu'à 35 000 et des finesesses supérieures à 24. Un premier test de la détection spécifique en surface de la biomolécule cadavérine TAMRA, immobilisée sur la surface de micro-résonateur du capteur, a permis de mettre en évidence une limite de détection de $1,7 \cdot 10^4$ molécules/mm².

MOTS-CLEFS : *biocapteurs ; optofluidique ; microrésonateurs optiques ; polymères.*

1. INTRODUCTION

L'émergence de capteurs optofluidiques et la recherche intensive sur ce type de capteur dans le domaine de la détection sans marqueur fluorescent ont montré leur capacité à apporter des solutions originales et adaptées à de multiples applications en biochimie et en chimie analytique [1, 2]. Le dispositif présenté ici associe un micro-résonateur optique intégré à un circuit microfluidique permettant d'introduire, de contrôler et de faire circuler la solution à analyser durant l'interrogation optique du capteur. Le principe de fonctionnement du capteur est basé sur l'interaction entre le champ évanescent du mode optique guidé dans le micro-résonateur et l'environnement proche de la surface de ce dernier. Le changement de cet environnement va modifier l'indice effectif du micro-résonateur et donc les propriétés de résonance optique du micro-résonateur. La mesure précise de cette réponse optique permet de déceler la quantité de molécules cibles et/ou leur concentration dans l'analyte. Ce capteur est capable de fournir une détection très spécifique en surface si les surfaces des micro-résonateurs sont fonctionnalisées par des entités de reconnaissance appropriées [1,2].

L'interrogation optique directe du capteur peut être réalisée par deux méthodes différentes: la mesure du décalage spectral du pic de résonance du capteur et la mesure de la variation d'intensité de la réponse optique du capteur à une longueur d'onde fixe, en présence de molécules cibles dans l'environnement à proximité de la surface du micro-résonateur. La mesure de la variation d'intensité de la réponse optique présente l'avantage d'un temps de réponse très court du capteur, ce qui permet d'accéder aux mesures en temps réel de changement de propriétés chimiques et/ou physiques de l'analyte.

Les matériaux polymères choisis pour réaliser les micro-résonateurs optiques et les circuits microfluidiques destinés à ces biocapteurs offrent de multiples avantages par rapport aux matériaux inorganiques [3]. Nous décrirons ici la conception et la réalisation des micro-résonateurs en forme d'hippodrome ainsi que le circuit microfluidique à base de polymères formant le capteur optofluidique destiné à la biodétection sans marqueur fluorescent de molécules biologiques. Nous

présentons ensuite les résultats montrant la haute performance du capteur réalisé en termes de facteur de qualité et de détection surfacique d'une biomolécule test.

2. CONCEPTION ET REALISATION

La méthode de conception et de réalisation de micro-résonateurs en polymères a été présentée dans un article précédent [3]. Nous présentons ici les avantages essentiels, dans le domaine des capteurs optofluidiques, du couplage vertical du micro-résonateur avec un guide d'onde permettant d'y injecter et d'en extraire la réponse optique. Dans cette configuration, le guide d'injection enterré et le micro-anneau sont séparés selon deux plans verticaux séparés par la couche de confinement optique inférieure du micro-anneau tandis que la surface du micro-anneau est immergée dans l'analyte. Elle permet d'assurer quatre avantages: premièrement, la tolérance sur l'épaisseur du gap facilite la fabrication du composant ; deuxièmement, contrairement au couplage latéral, le gap du micro-résonateur est complètement isolé de l'analyte ce qui n'affecte pas le couplage entre le micro-anneau et le guide d'injection, quelle que soit la nature de l'analyte ; par conséquent la modification de la signature spectrale de la réponse optique du capteur est due uniquement à l'analyte ; et l'isolement total du guide d'injection par rapport au micro-anneau laisse uniquement la surface du micro-anneau immergée dans l'analyte ce qui permet d'éliminer le bruit de détection introduit par l'exposition de la surface du guide d'injection à ce liquide, comme dans le cas du couplage latéral ; enfin, la séparation verticale du guide d'injection par rapport au micro-anneau facilite grandement l'intégration du capot microfluidique sur le circuit optique intégré.

Les guides d'injection enterrés, dont le cœur est en photorésine époxy négative SU-8 (l'indice de réfraction à 1,55 μm est 1,564) présentent une hauteur de 2 μm et une largeur de 5 μm . La couche de confinement inférieure de ces guides est une couche mince de silice (l'indice à 1,55 μm est 1,442) d'épaisseur égale à 5 μm . Ensuite, on réalise le gap sous la forme d'une couche mince de polymère CYTOP (l'indice à 1,55 μm est 1,333) d'épaisseur typique de 100 nm. Finalement, les micro-résonateurs, également en SU-8, sont formés de la même manière que les guides rectilignes [3].

Le capot contenant le circuit microfluidique est en polymère PDMS (Polydiméthylsiloxane). Le capot a été réalisé par moulage du PDMS et traité par recuit. Le moule qui forme ce capot avait été préalablement réalisé en SU-8 par photolithographie classique. Enfin, ce capot a été collé sur la surface du circuit optique intégré par une très mince couche de colle époxy dont l'indice optique est très proche de celui du PDMS. Des connexions entre ce circuit et la station microfluidique sont assurées par des tuyaux plastiques flexibles.

3. RESULTATS

Les composants ainsi réalisés ont été caractérisés grâce à un banc de mesure en transmission dont les caractéristiques ont été présentées dans l'article précédent [3]. La réponse spectrale en polarisation TE d'un micro-résonateur polymère en forme d'hippodrome de rayon de courbure de 180 μm et d'une longueur de couplage de 120 μm présente dans l'eau désionisée un intervalle spectral libre de 1.15 nm, une largeur à mi-hauteur du pic de résonance de 45 pm (Figure 1). Le facteur de qualité du micro-résonateur est de 35 250 et sa finesse est de 25.

Un premier test de la détection surfacique du capteur a été réalisé avec une biomolécule test immobilisée sur la surface du micro-résonateur. Il s'agit de la cadavérine TAMRA [4] sur laquelle un chromophore fluorescent a été greffé, ce qui permet de quantifier précisément la quantité de cette molécule immobilisée sur la surface du micro-résonateur. L'interrogation optique du capteur est la mesure du décalage spectral d'un pic de résonance du micro-résonateur (Figure 2). Le résultat de mesure a montré une très grande sensibilité de la détection surfacique dont la limite de détection est estimée à $1,7 \cdot 10^4$ molécules/ mm^2 .

CONCLUSION

Les résultats obtenus et présentés montrent la possibilité de réaliser, à partir de ce type de composants, un biocapteur optofluidique performant. La performance de ces micro-résonateurs

optiques intégrés en polymères réalisés en configuration de couplage vertical est, à notre connaissance inégalée pour ce type de matériau, et montre ainsi l'intérêt de la démarche adoptée pour la mise au point de capteurs à haute sensibilité et bas coût.

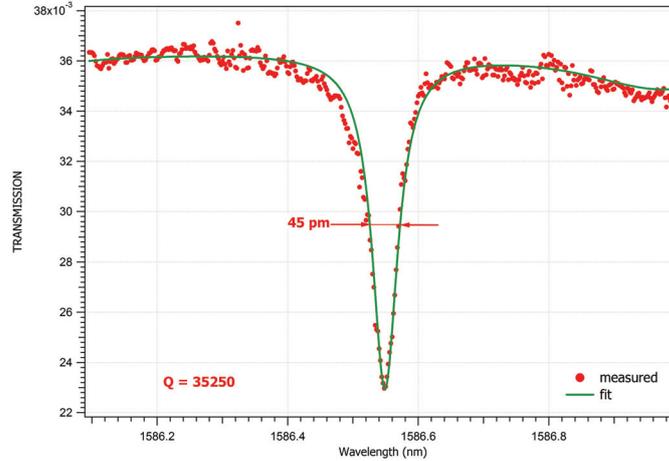


Fig. 1 : Réponse spectrale en polarisation TE pour un micro-résonateur du capteur dans l'eau désionisée.

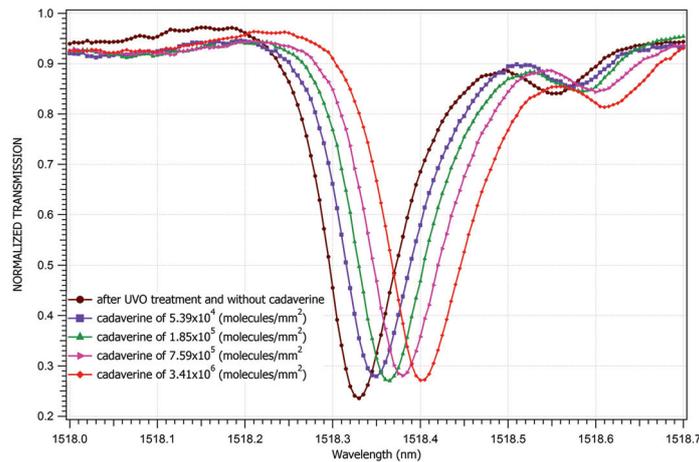


Fig. 2 : Réponses spectrales du capteur correspondant à la référence (après le traitement d'UVO) et pour différentes densités surfaciques de molécules de cadavérine immobilisées sur la surface du micro-résonateur.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été financé dans le cadre du contrat CNano Ile-de-France N° 13 « Bioptofluidic ». Les auteurs tiennent à remercier CNano IdF pour ce soutien.

RÉFÉRENCES

- [1] X. Fan, I. M. White, S. I. Shopova, H. Zhu, J.D. Sutter, Y. Sun, and G. Yang, "Optofluidic ring resonator biological and chemical sensors", pp. 385-420, in *Practical applications of microresonators in optics and photonics*, edited by A. B. Matsko, CRC Press, Taylor&Francis Group, Boca Raton, 2009.
- [2] A. Armani, "High-Q resonant cavity biosensors", pp. 291-312, in *Optofluidics Fundamentals, Devices, and Applications*, edited by Y. Fainman, L. P. Lee, D. Psaltis and C. Yang, McGraw-Hill, New York, 2010.
- [3] C. Delezoide, J. Lautru, J. Zyss, I. Ledoux-Rak et C.T. Nguyen, "Conception et réalisation de micro-résonateurs en polymères pour la biodétection sans marqueur fluorescent en régime optofluidique", JNOG 2011, Besançon, Octobre 2010.
- [4] M. Salsac, C. Noguès, H. Leh et M. Buckle, communication privée.

FILTRE SPECTRAL INDÉPENDANT À LA POLARISATION À BASE DE RÉSEAUX RÉSONANTS 1D CROISÉS

**K. Chan Shin Yu^{1,2}, P. Arguel^{1,2}, A.-L. Fehrembach³, A. Monmayrant^{1,2}, S. Bonnefont^{1,2},
A. Sentenac³ et O. Gauthier-Lafaye^{1,2}**

¹ CNRS ; LAAS ; 7 avenue du colonel Roche, F-31077 Toulouse, France

² Université de Toulouse ; UPS, INSA, INP, ISAE ; UT1, UTM, LAAS ; F-31077 Toulouse, France

³ Institut Fresnel, CNRS, Ecole Centrale Marseille, Aix-Marseille Université, 13013 Marseille, France

philippe.arguel@laas.fr

RÉSUMÉ

Nous proposons un nouveau type de filtre optique à réseaux résonnants qui est spectralement fin, accordable et indépendant de la polarisation. Un nouveau concept nous permet d'exploiter l'accordabilité des réseaux résonnants avec l'angle d'incidence tout en annulant leur dépendance à la polarisation. Un exemple de filtre est donné avec une réponse théorique indépendante de la polarisation centrée à $1,6\ \mu\text{m}$, un facteur de qualité $Q \simeq 13000$, une réflectivité à la résonance supérieure à 99 % et une gamme d'accordabilité dépassant les 100 nm.

MOTS-CLEFS : *réseau résonnant; filtre; polarisation*

1. INTRODUCTION

Les réseaux résonnants sont des structures simples, composées d'un réseau sub-longueur d'onde gravé sur un empilement de quelques couches permettant de réaliser des filtres spectralement étroits. Le réseau permet d'exciter un mode guidé dans l'empilement pour une longueur d'onde incidente, d'angle et de polarisation donnés. Le pic de réflectivité qui en résulte est infiniment fin en théorie et des facteurs de qualité $Q > 6000$ ont été démontrés expérimentalement[1]. Dans cette contribution, nous proposons une géométrie innovante de filtre indépendant à la polarisation, offrant simultanément un fort facteur de qualité et une large accordabilité. Nous présenterons la théorie servant de base à la conception de ce filtre, puis nous donnerons un exemple de performances autour de $1,6\ \mu\text{m}$. Enfin, nous montrerons que ce filtre est réalisable en analysant l'effet des différentes erreurs de fabrication sur les performances.

2. THÉORIE DES RÉSEAUX RÉSONANTS CROISÉS 1D

Nous commencerons par rappeler deux résultats clefs concernant le comportement des filtres à réseaux résonnants avec la polarisation [2]. Premièrement, pour toute longueur d'onde et angle d'incidence, on peut facilement calculer les extremums de réflectivité lorsqu'on parcourt toutes les polarisations possibles. En effet, ils correspondent aux valeurs propres d'une matrice 2×2 obtenue à partir de la matrice de diffraction de la structure dans l'ordre 0. De plus, quand un mode guidé est excité, le maximum de réflectivité atteint 100 % si le réseau est symétrique par rapport à la normale aux interfaces des couches[3]. Deuxièmement, les polarisations où apparaissent le maximum et le minimum de réflectivité sont orthogonales. Quand un mode guidé est excité et que les conditions de symétrie sont remplies, une polarisation donnée voit une réflectivité de 100 % et la polarisation orthogonale la réflectivité de l'empilement de couches. Une condition nécessaire et suffisante pour obtenir un filtre indépendant à la polarisation est donc d'avoir un empilement supportant deux modes guidés ayant des champs orthogonaux pour une même longueur d'onde et un même angle d'incidence. Les modes guidés TE et TM forment par exemple un tel couple de modes orthogonaux[4], tout comme les modes symétrique et anti-symétrique qui apparaissent lorsque le plan d'incidence est un plan de symétrie du réseau. Cependant, les relations de dispersion de ces deux modes sont en général différentes et de nombreux travaux ont été menés pour les

superposer en un point[5, 6, 7, 8]. Aucun de ces travaux ne démontre simultanément l'indépendance à la polarisation, un fort facteur de qualité et une large plage d'accord.

Dans cette contribution, nous proposons une approche totalement inverse : au lieu d'utiliser des modes orthogonaux pour tous les angles polaires d'incidence mais dont les relations de dispersion ne sont dégénérées qu'en un point de fonctionnement, nous utilisons des modes orthogonaux pour un seul angle d'incidence mais dont les relations de dispersion restent quasi-dégénérées pour tous les angles d'incidence possibles. Une structure permettant de mettre en oeuvre une telle approche est décrite sur la figure 1 (a) [9]. La partie supérieure du filtre est constituée d'un réseau 1D périodique selon (Ox) gravé

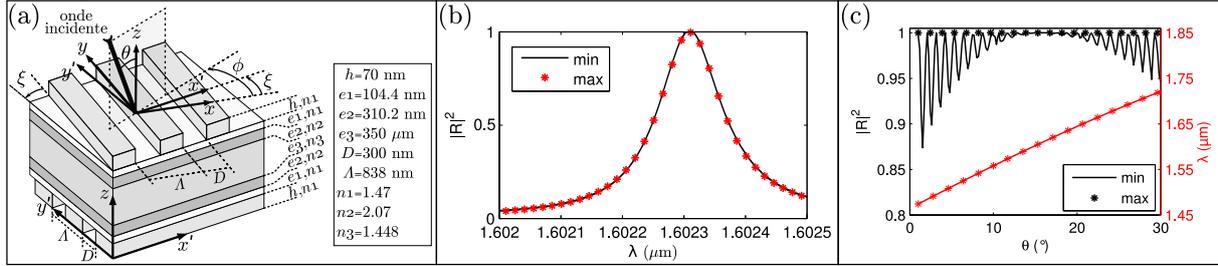


FIGURE 1 : (a) Structure à deux réseaux résonants 1D croisés ; (b) Maximum et minimum de réflectivité en fonction de la longueur d'onde incidente pour $\theta = 15^\circ$, $\phi = 50.5^\circ$; (c) Evolution de la réflectivité (noir) et de la longueur d'onde de résonance (rouge) pour les bornes maximale et minimale en fonction de l'angle d'incidence.

sur un empilement diélectrique sur substrat de verre. L'empilement est choisi de façon à supporter un mode TE dans la gamme spectrale d'intérêt, ici centrée à $1,6 \mu\text{m}$. La partie inférieure est composée du même empilement avec un réseau de même période, même matériau et même rapport d'ouverture, mais dont la périodicité est alignée selon (Oy') . $(Oxyz)$ et $(Ox'y'z)$ sont des bases orthonormales associées respectivement au réseau supérieur et au réseau inférieur, avec un angle ξ entre (Ox) et (Ox') . Etant donné l'épaisseur du substrat de verre ($350 \mu\text{m}$), on peut considérer que la structure supporte deux modes guidés, un dans la partie supérieure, l'autre dans la partie inférieure, de même indice effectif n_f . Par l'ordre (-1) du réseau supérieur, on excite dans le guide supérieur un mode de vecteur d'onde $\mathbf{K}_{-1,0}$ qui se propage dans une direction proche de (Ox) pour une incidence quasi-normale. De même, par l'ordre (-1) du réseau inférieur, on excite un mode de vecteur d'onde $\mathbf{K}_{0,-1}$ dans le guide inférieur qui se propage dans une direction proche de (Oy') pour une incidence quasi-normale. En notant θ et ϕ les angles d'incidence polaire et azimutal (voir Fig. 1 (a)), Λ la période du réseau et λ la longueur d'onde incidente, $\mathbf{K}_{-1,0}$ s'écrit :

$$\mathbf{K}_{-1,0} = [\sin(\theta) \cos(\phi) - \lambda/\Lambda] \hat{\mathbf{x}} + [\sin(\theta) \sin(\phi)] \hat{\mathbf{y}}. \quad (1)$$

$\mathbf{K}_{0,-1}$ s'écrit de façon similaire en remplaçant ϕ par $(\pi/2 - \phi + \xi)$, $\hat{\mathbf{x}}$ par $\hat{\mathbf{y}}'$ et $\hat{\mathbf{y}}$ par $\hat{\mathbf{x}}'$. Les deux conditions de couplage s'écrivent $\|\mathbf{K}_{-1,0}\| = \|\mathbf{K}_{0,-1}\| \simeq n_f$. Lorsque θ varie de 0 à 90° , les deux conditions sont satisfaites simultanément pour la même longueur d'onde soit pour $\xi = -\pi/2$ ou pour $\phi = \pi/4 + \xi/2$. Le premier cas correspond à deux réseaux alignés : les deux modes excités sont parallèles, ce qui conduit à un pic de résonance dépendant de la polarisation. Le deuxième cas, $\phi = \pi/4 + \xi/2$ correspond à une incidence dans le plan de bissection des plans (Oxz) et $(Oy'z)$. Il est à noter qu'il ne s'agit pas d'un plan de symétrie de la structure, de sorte que les modes propres excités ne sont pas symétriques ou anti-symétriques par rapport à ce plan. On peut toutefois choisir ξ et Λ pour obtenir des champs excités orthogonaux pour un couple donné (θ, λ) . Ce couple correspond alors au point de fonctionnement du filtre autour duquel l'accord en longueur d'onde peut se faire par modification de l'angle d'incidence.

3. EXEMPLE DE FILTRE À $1,6 \mu\text{m}$

En nous appuyant sur la théorie décrite ci-dessus, nous avons conçu la structure présentée sur la figure 1 (a). Le point de fonctionnement optimal est de $\theta = 15^\circ$, et $\lambda = 1,6 \mu\text{m}$, ce qui impose $\xi = -11^\circ$,

$\Lambda = 838 \text{ nm}$ and $\phi = 50.5^\circ$. Tous les calculs présentés ici sont basés sur la méthode modale de Fourier[10]. La figure 1 (b) montre le maximum et le minimum de réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour $\theta = 15^\circ$ et $\phi = 50.5^\circ$. A la résonance, la réflectivité est de 100 % pour toutes les polarisations. De plus, les pics du maximum et du minimum de réflectivité sont parfaitement superposés ce qui implique, entre autre, que la largeur de résonance est elle aussi indépendante de la polarisation. Enfin, ce pic a une largeur de 0.12 nm, soit un facteur qualité record supérieur à 13000.

Nous avons ensuite étudié l'évolution de l'indépendance à la polarisation avec l'angle polaire d'incidence. La figure 1 (c) montre l'évolution avec cet angle du maximum et du minimum de réflectivité à la résonance (en noir) ainsi que l'évolution de la longueur d'onde de résonance (en rouge). L'accordabilité est de $8.5 \text{ nm}/^\circ$. Le maximum reste toujours à 100 %, le minimum de réflectivité restant très proche de 100 % pour une large gamme d'environ 15° . En dehors de cette gamme, des oscillations rapides apparaissent que nous attribuons à la présence de modes Fabry-Pérot dans le substrat épais. Sur une large gamme d'incidence $\theta = [10.5^\circ, 22^\circ]$, la réflectivité reste toutefois supérieure à 99 %. L'évolution lente du minimum des franges de Fabry-Pérot est une conséquence de la perte d'orthogonalité entre les champs des deux modes excités.

4. FABRICABILITÉ

Nous étudions maintenant la faisabilité d'un tel filtre indépendant à la polarisation. Notre solution nécessite de remplir simultanément les conditions de résonance pour la partie supérieure et inférieure de la structure. La modification d'un des paramètres intervenant directement ou indirectement dans ces conditions se traduira par une séparation du pic de résonance en deux pics dépendant de la polarisation. Nous avons calculé la variation relative nécessaire de chacun des paramètres pertinents pour induire une séparation de 1 nm entre les deux pics de résonance : épaisseur du guide, 0.45 % ; indice du guide, 0.09 % ; période, 0.06 % ; largeur des dents, 62.5 % ; profondeur, 71 %. Les tolérances de fabrication acceptables sont ainsi très petites. Elle sont pourtant atteignables avec les techniques actuelles de technologies CMOS. Par exemple, les prérequis d'épaisseur et d'indice optique (et donc de composition) sont facilement remplis en déposant simultanément les couches supérieures et inférieures de la structure par LPCVD. L'utilisation d'une couche d'arrêt pour la gravure humide des réseaux permet d'atteindre une précision en épaisseur largement suffisante. En fait, ce type de filtre est plus simple à réaliser que les filtres indépendants à la polarisation existant qui reposent sur l'utilisation de réseaux 2D.

5. CONCLUSION

Nous avons proposé une nouvelle configuration de filtre à réseau résonant indépendant de la polarisation offrant à la fois un fort facteur de qualité et une large gamme d'accordabilité. Nous avons obtenu un filtre avec un facteur de qualité supérieur à 13000 et une réflectivité supérieure à 99 % sur une gamme d'accord de 100 nm.

RÉFÉRENCES

- [1] D. Rosenblatt, A. Sharon, and A. Friesem, *I.E.E.E. J. Quant. Elec.*, vol. 33, p. 2038, 1997.
- [2] A.-L. Fehrembach, D. Maystre, and A. Sentenac, *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 19, p. 1136, 2002.
- [3] E. Popov, L. Mashev, and D. Maystre, *Opt. Acta*, vol. 33, p. 607, 1986.
- [4] X. Fu, K. Yi, J. Shao, and Z. Fan, *Opt. Lett.*, vol. 34, p. 124, 2009.
- [5] G. Niederer, W. Nakagawa, H. Herzig, and H. Thiele, *Opt. Expr.*, vol. 13, p. 2196, 2005.
- [6] D. Lacour, G. Granet, and J.-P. Plumey, *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 20, p. 1546, 2003.
- [7] A.-L. Fehrembach and A. Sentenac, *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 20, p. 481, 2003.
- [8] T. Clausnitzer, E.-B. Tishchenko, A. V. Kley, and *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 22, p. 2799, 2005.
- [9] A. Monmayrant, O. Gauthier-Lafaye, A.-L. Fehrembach, and *et al.*, *Patent Pending CNES-CNRS*.
- [10] L. Li, *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 14, p. 2758, 1997.

CAPTEUR DISTRIBUÉ À FIBRE OPTIQUE À HAUTE RÉOLUTION UTILISANT L'EFFET BRILLOUIN ET LA TECHNIQUE DPSK

**Min Won Lee¹, Birgit Stiller¹, Jérôme Hauden²,
Hervé Maillotte¹, Luc Thévenaz³ et Thibaut Sylvestre¹**

¹ *Institut FEMTO-ST, UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon, France*

² *Photline Technologies, F-25001 Besançon, France*

³ *Group for Fiber Optics, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1015 Lausanne, Suisse*

thibaut.sylvestre@univ-fcomte.fr

RÉSUMÉ

Dans ce travail, nous présentons une nouvelle technique de capteur distribué à fibre optique combinant la technique des échos Brillouin et la modulation différentielle par déplacement de phase (DPSK) avec un seul modulateur d'intensité. Les résultats montrent une résolution centimétrique dans la zone de soudure entre deux fibres optiques à l'aide d'une impulsion de phase de 500 ps.

MOTS-CLEFS : *Capteur à fibre optique, Analyse Brillouin dans le domaine temporel, écho Brillouin, DPSK*

1. INTRODUCTION

Les capteurs à fibre optique utilisant l'effet Brillouin dans le domaine temporel (BOTDA, Brillouin Optical Time Domain Analysis) suscite actuellement beaucoup d'intérêt en raison du bénéfice qu'ils pourraient apporter dans l'industrie pétrolière et l'ingénierie civile [1, 2, 3]. Cette technique permet en effet d'effectuer des mesures distribuées rapides de contraintes ou de températures sur des distances de plusieurs dizaines de kilomètres par une cartographie de la fréquence Brillouin des fibres optiques [4]. Cette méthode est cependant limitée par une résolution spatiale de 1 m à cause du temps de vie de l'onde acoustique de 10 ns intervenant lors de l'interaction pompe/sonde. Pour dépasser cette limite, une nouvelle technique utilisant les échos Brillouin (BEDS, Brillouin Echo Distributed Sensing) vient récemment d'être démontrée [5, 6, 7]. Elle consiste à réfléchir une impulsion brève sur une onde acoustique pré-existante et permet d'atteindre une résolution centimétrique. Malgré cette avantage, le système BEDS utilise en contre partie deux modulateurs : un modulateur de phase pour générer l'impulsion courte de phase et un modulateur d'intensité pour générer une impulsion plus longue pour établir l'onde acoustique. De plus, comme l'impulsion de phase doit être positionnée à la fin de l'impulsion d'intensité, il est nécessaire de faire un ajustement délicat du retard entre les impulsions.

Dans ce travail, nous avons développé une nouvelle architecture simplifiée pour le capteur BEDS dans lequel l'impulsion de phase- π est générée en utilisant la technique Differential Phase-Shift Keying (DPSK) avec un seul modulateur d'intensité. Une impulsion positive longue est suivie par une impulsion négative courte. Cette impulsion combinée positive-négative est appliquée sur le modulateur pour générer un décalage de phase à π à la fin de l'impulsion d'intensité. Avec cette nouvelle méthode, une résolution spatiale centimétrique est obtenue et le décalage des impulsions s'opère plus facilement.

2. MONTAGE EXPERIMENTAL

La technique DPSK est très répandue dans l'industrie des télécommunications pour la transmission de données en forme de décalage de phase à π à l'aide un modulateur d'intensité de type Mach-Zehnder (MZM) [8]. Dans cette technique, quand une tension entre 0 et la tension demi-onde (V_π) est appliquée à un MZM, la phase du signal en sortie du MZM n'est pas modifié. Par contre, le signal subit un saut de phase de π pour une tension entre V_π et $2V_\pi$. De même, quand une impulsion négative de V_π est appliquée au MZM juste après une impulsion positive au point de fonctionnement minimal, comme illustré sur la

figure 1(a), l'intensité reste constante alors que la phase est décalée de π sur la partie de l'impulsion négative. Dans notre expérience, schématisée sur la figure 2, deux impulsions positive et négative, de durées respectives 30 ns et 500 ps, sont séparément appliquées sur le modulateur aux entrées DC et RF du MZM. L'entrée DC est adaptée à 50Ω et le bias est ajusté au point de fonctionnement minimal du MZM. La figure 1(b) montre ces deux impulsions en sortie du modulateur MZM séparées par un creux d'intensité abrupt du au saut de phase. La fin de l'impulsion de durée 500 ps fixe la résolution spatiale de 5 cm dans notre système.

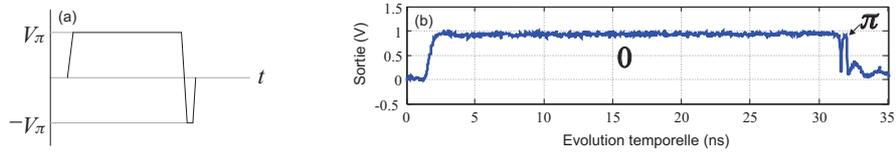


FIG. 1 : (a) Schéma d'une impulsion positive/négative de la technique DPSK. (b) trace mesurée de cette impulsion en sortie du modulateur MZM. Les durées des impulsions d'intensité longue et courte de phase sont 30 ns et 500 ps.

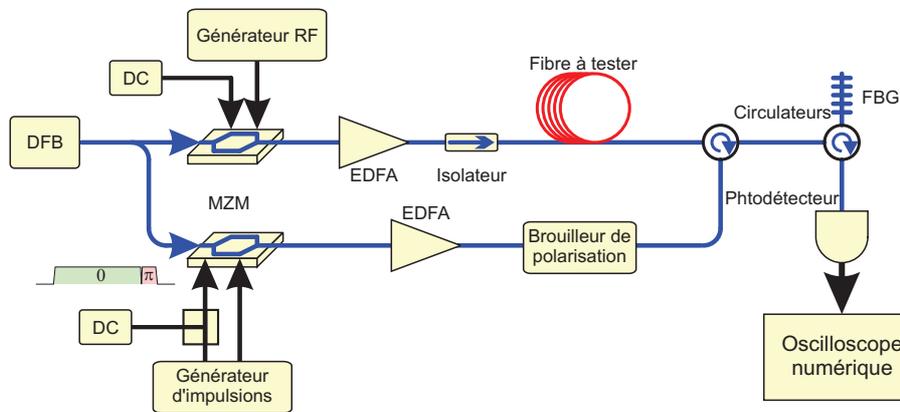


FIG. 2 : Schéma expérimental du système de capteur distribué basé sur les techniques des échos Brillouin et DPSK utilisant un seul modulateur Mach-Zehnder (MZM) pour la pompe. DFB : Distributed-feedback laser, EDFA : Amplificateur à fibre dopé Erbium, FBG : Réseau de Bragg à fibre.

Cette impulsion d'intensité à double état de phase est ensuite utilisée pour la pompe dans le montage expérimental de la figure 2. Le schéma est identique à un système BOTDA mise à part la mise en forme de l'impulsion pompe. Un laser DFB à 1550 nm est séparé en deux pour la pompe et la sonde. Sur le modulateur MZM (Photline MXPE series) de la pompe, un T-bias RF est utilisé pour la combinaison d'impulsions positives et le DC. Le DC est ajusté au point de fonctionnement minimal du MZM. Les impulsions sont amplifiées par un amplificateur à fibre dopé Erbium (EDFA) avec une puissance crête de 1,3 W. On utilise ensuite un brouilleur de polarisation afin de moyennner le gain Brillouin sensible à la polarisation. Sur l'autre bras du coupleur, on génère une sonde continue et décalée à la fréquence Brillouin par un deuxième MZM avec une suppression de la porteuse de 38 dB. La puissance de la sonde est ajustée à 1 mW avec un autre EDFA. La sonde est injectée dans la fibre dans le sens opposé à la pompe à l'aide d'un circulateur puis filtrée avec un réseau de Bragg à fibre (FBG). Le gain Brillouin est finalement enregistré par un photodétecteur sur un oscilloscope numérique. En balayant la fréquence de la sonde, le gain de la fibre peut être cartographié en fonction de la fréquence et de la distance de propagation.

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Pour montrer la performance de la technique développée dans ce travail, nous avons analysé une soudure entre une fibre SMF de 2 m et une fibre à grande ouverture numérique (HNA) de 1 m. La zone

de soudure est protégée par une gaine de protection thermo-rétractable de 5 cm qui induit une contrainte assez importante. Les figures 3(a) et (b) comparent les mesures distribuées de cette zone de soudure obtenue par le système BEDS conventionnel utilisant un modulateur de phase et par le système utilisant notre technique DPSK. On peut voir clairement dans les deux la zone de soudure de 5 cm entre les deux fibres avec un décalage en fréquence de 10,55 GHz, validant ainsi notre technique DPSK simplifiée. Les fréquences Brillouin des fibres HNA et SMF sont mesurées à 10,67 GHz et 10,85 GHz, respectivement.

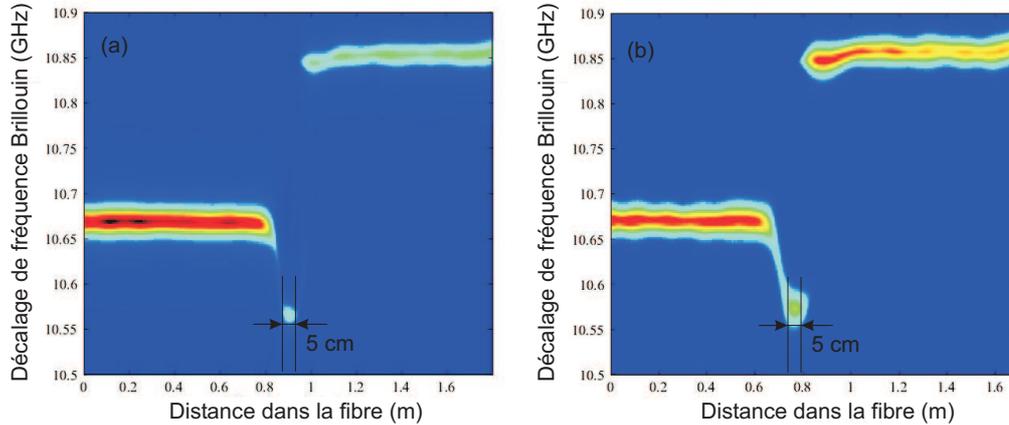


FIG. 3 : Mesures distribuées d'une soudure entre deux fibres HNA et SMF montrant clairement la zone de soudure de 5 cm (a) dans le système BEDS standard utilisant un modulateur de phase et (b) dans le système BEDS basé sur la technique DPSK.

4. CONCLUSION

Nous avons montré dans ce travail une expérience simplifiée de capteur distribué à haute résolution spatiale basé sur les techniques des échos Brillouin et DPSK. Cette méthode permet des mesures distribuées avec une résolution centimétrique en ajoutant simplement une deuxième impulsion négative à un système BOTDA et en améliorant les pertes optiques par rapport à un système BEDS standard utilisant un modulateur de phase. Les résultats ont montré une résolution de 5 cm dans la zone de soudure contrainte entre deux fibres obtenue pour une impulsion de phase de 500 ps.

REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient le programme Européen INTERREG IVA. Ils remercient également Phot-line Technologies pour les modulateurs de Mach-Zehnder utilisés dans ce travail.

RÉFÉRENCES

- [1] T. Kurashima et al., *Opt. Lett.*, vol. 15, pp. 1038, 1990.
- [2] K. Y. Song et al., *Opt. Lett.*, vol. 31, pp. 2526, 2006.
- [3] W. Zou, et al., *J. Lightwave Technol.*, vol. 28, pp. 2736, 2010.
- [4] F. Rodríguez-Barrios et al., *J. Lightwave Technol.*, vol. 28, pp. 2162, 2010.
- [5] W. Li et al., *Optics Express*, vol. 16, pp. 21616, 2008.
- [6] L. Thévenaz, *Frontiers of Optoelectronics in China*, vol. 3, pp. 13, 2010.
- [7] S. M. Foaleng et al., *J. Lightwave Technol.*, vol. 28, pp. 2993, 2010.
- [8] G. Charlet, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 12, pp. 469, 2006,

**DEPORT PAR FIBRE OPTIQUE D'IMPULSIONS FEMTOSECONDES DE DUREE
RECORD EGALE A 17,8 FEMTOSECONDES A 820 NM**

**Claire Lefort¹, Méri Kalashyan², Tigran Mansurian¹, Levon Mouradian², Alain Barthélémy¹,
Frédéric Louradour¹**

1 : Xlim, CNRS UMR 6172, 123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges Cedex, France

2 : Ultrafast Laboratory, Phys. Dep., Yerevan State University, Yerevan, Arménie.

claire.lefort@xlim.fr

RESUME

Nous montrons qu'il est possible de délivrer à l'extrémité d'une fibre optique microstructurée air-silice à cœur solide et large aire modale (LMA) de 2,7 mètres de long des impulsions compressées de durée record égale à 17,8 femtosecondes et d'énergie égale à 1 nJ. Les impulsions provenant d'un oscillateur au saphir dopé titane ($\lambda=820$ nm) à bande ultralarge ($\Delta\lambda=70$ nm) sont préalablement étirées par une ligne à dispersion anormale constituée d'une paire de grisms. Cette solution rend possible la précompensation de la dispersion de la fibre jusqu'à l'ordre 3 inclus. Cet ensemble [étireur à grisms – compresseur à fibre] est dans un deuxième temps alimenté par un oscillateur femtoseconde standard, i.e. à bande plus étroite ($\Delta\lambda=10$ nm), suivi d'une première fibre SMF conventionnelle siège d'effets non linéaires. Dans ce cas les impulsions compressées en sortie de fibre LMA ont une durée égale à 32 fs ce qui est plus de 3 fois inférieure à la durée disponible en sortie d'oscillateur (i.e. 100 fs). L'énergie par impulsion est alors égale à 1,6 nJ. Pour ces deux configurations le remplacement de la fibre LMA par une fibre SMF standard à maintien de polarisation est étudié. De façon inattendue, cette fibre standard procure des performances voisines voire même parfois supérieures à celles liées à l'emploi de la fibre LMA.

MOTS-CLEFS : *impulsions ultrabrèves, compensation de dispersion, propagation non linéaire, compression d'impulsions.*

Les impulsions ultrabrèves sont impliquées dans un grand nombre d'applications telles que par exemple la microscopie non linéaire ou la spectroscopie et l'imagerie térahertz. Il est très souvent souhaitable de transporter ces impulsions à l'aide de fibres optiques sans pour autant perdre leurs propriétés de base, brièveté et intensité. Cependant à cause de leur bande spectrale large et de leur puissance crête importante, il n'est pas facile de les acheminer à l'aide d'un guide d'onde. Elles sont en effet sujettes à des élargissements temporels et spectraux à cause respectivement de la dispersion chromatique et de la non linéarité optique de la fibre optique. Plusieurs types de fibres innovantes ont été proposés afin de réduire dispersion ou non linéarité ou de façon plus ambitieuse les deux simultanément. Par exemple, il a été prédit numériquement que les fibres à gaine microstructurée à structure kagomé à cœur creux rempli de gaz sous pression peuvent posséder une dispersion et un non linéarité annulées sur des bandes fréquentielles très larges [1]. Cependant, en pratique, ce type de fibre dont le maniement est délicat possède des pertes très importantes. Il est possible avec d'autres types de fibre à cœur creux de réduire les pertes mais ceci est au détriment de la dispersion qui remonte et de la bande de guidage qui se rétrécit. Finalement les fibres à cœur creux restent actuellement cantonnées sur le plan expérimental à 800 nm au transport d'impulsions de durée proche de 100 fs. Autre argument négatif, elles ne sont pas accordables ce qui est très pénalisant notamment en biophotonique. Les meilleurs résultats concernant le déport d'impulsions femtosecondes par fibre optique ont été obtenus à l'aide d'une fibre microstructurée à cœur solide à large aire modale (LMA) à très faible non linéarité. L. Tuan et co-auteurs ont montré en effet qu'il était possible avec ce type fibre de véhiculer des impulsions compressées de durée égale à 30 fs à 800 nm [2]. Dans ce cas les efforts portent sur la précompensation de la dispersion de la fibre qui doit être assurée au delà du simple ordre 2. Dans ce but L. Tuan a introduit en amont de la fibre un

étireur à dispersion anormale à prismes ou à réseaux associé à une ou deux paires de miroirs dispersifs à structure diélectrique aperiodique spécifiquement conçus pour cette application. Ce système qui est faiblement ajustable n'est pas accordable en longueur d'onde ce qui limite son champ d'application.

Dans ce travail nous avons, dans un premier temps, également choisi d'utiliser une fibre LMA. Nous avons simplifié le système de précompensation de dispersion en le remplaçant par une ligne dispersive unique faite d'une paire de grisms. Un grism est l'association d'un réseau de diffraction accolé à un prisme. Ce type de composant est notamment utilisé dans les systèmes femtosecondes à bande ultralarge et haute énergie à amplification à dérive de fréquence [3]. Un étireur à grisms permet l'ajustement des dispersions d'ordres deux et trois (SOD et TOD) par réglage de la distance entre les grisms et par rotation de l'ensemble. Cette solution présente par ailleurs de nombreux autres avantages : simplicité, compacité, bas coût, efficacité énergétique élevée et accordabilité en longueur d'onde. Elle nous a permis d'obtenir la durée record de 17,8 fs à l'extrémité d'une fibre LMA de 2,7 mètres de long et pour une énergie par impulsion de 1 nJ.

Ce résultat a été obtenu à partir d'un oscillateur femtoseconde à bande ultralarge ($\Delta\lambda=70$ nm). Cependant, ce type de source reste à l'heure actuelle d'usage peu fréquent. C'est pourquoi nous avons souhaité montrer qu'il était également possible de travailler avec un oscillateur plus standard à bande plus étroite ($\Delta\lambda=10$ nm). Dans ce cas l'oscillateur est suivi d'une première fibre standard chargée principalement d'élargir le spectre de l'impulsion afin de se rapprocher des conditions de la première expérience.

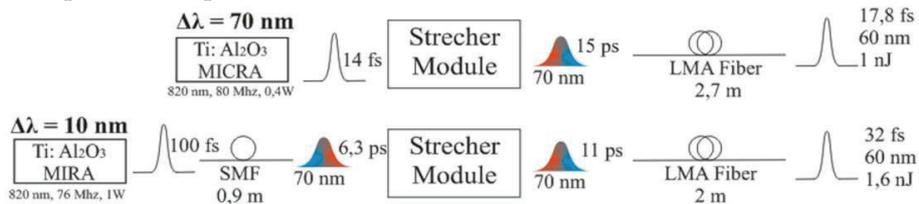


Fig. 1. Haut - montage expérimental n°1 : oscillateur à bande ultralarge (MICRA, COHERENT Inc.) ; étireur à grisms à dispersion anormale ; fibre LMA à dispersion normale et non linéarité faible. Bas - montage expérimental n° 2 : oscillateur femtoseconde standard (MIRA, COHERENT Inc.) ; fibre SMF standard ; étireur à grisms ; fibre LMA.

La figure 1 présente les deux schémas expérimentaux utilisés. Le premier est alimenté par un oscillateur au saphir dopé titane à bande ultralarge possédant les caractéristiques suivantes : taux de répétition 80 MHz, longueur d'onde centrale 820 nm, largeur de bande 70 nm, puissance moyenne 0,4 W. La source est immédiatement suivie d'une paire de grisms fonctionnant en réflexion placés en vis-à-vis de façon antisymétrique permettant d'étirer l'impulsion en lui procurant une dispersion anormale contrôlable jusqu'à l'ordre 3 inclus. La paire de grisms est parcourue deux fois par aller-retour conformément au schéma proposé par E. A. Gibson et co-auteurs [4]. Cet étireur a été développé spécifiquement au laboratoire pour cette application [5]. Les réseaux de diffraction et les prismes qui le composent possèdent les caractéristiques suivantes : nombre de traits et angle de blaze pour les réseaux respectivement 600 traits/mm et 13,9°, angle au sommet et matériau pour les prismes respectivement 40° et BK7 traité antireflet. La distance entre les grisms et l'angle d'incidence sur le premier GRISM se situent suivants les conditions aux voisinages respectifs de 25 mm et 40°. Cette configuration permet d'optimiser l'efficacité énergétique des réseaux conduisant à un rendement global de l'étireur égal à 36%. Après l'étireur, les impulsions sont injectées dans une fibre à large aire modale de 2,7 mètres de long et 20 μ m de diamètre de cœur (NKT Photonics A/S, ref. LMA20) limitant les effets non linéaires. La dispersion de la fibre est très proche de celle du matériau qui la constitue (i.e. 100 ps/nm.km, dispersion normale @ 800 nm). Lors de sa propagation dans la fibre l'impulsion se comprime temporellement. Un réglage adapté de l'étireur permet d'imposer en sortie de fibre une durée d'impulsion minimale proche de la limite de Fourier. Malgré la taille importante du cœur de la fibre, on assiste à pleine puissance à un effet non linéaire de compression du spectre qui se rétrécit de 20%. A la sortie de la fibre un autocorrélateur

interférométrie permet d'analyser l'impulsion (voir Fig. 2). La durée de l'impulsion est extraite de cette mesure en faisant l'hypothèse d'un profil temporel en intensité sécante hyperbolique au carré. La durée d'impulsion déduite est égale à 17,8 fs FWHMI alors que la limite de Fourier réciproque de la largeur spectrale mesurée (i.e. 60 nm) vaut 12 fs. Il s'agit de l'impulsion la plus courte jamais délivrée par une fibre optique à cette longueur d'onde. L'énergie par impulsion est importante (i.e. 1 nJ) ce qui est très largement suffisant pour la plupart des applications visées par ce dispositif.

Dans le deuxième montage (voir Fig. 1), l'oscillateur ultralarge bande est remplacé par un oscillateur plus conventionnel possédant les caractéristiques suivantes : bande spectrale 10 nm, fréquence de répétition 76 MHz, durée d'impulsion 100 fs, puissance moyenne 1 W, longueur d'onde centrale 820 nm. Plus de 500 mW sont injectés dans une fibre SMF standard de 90 cm à dispersion et non linéarité importantes. Par automodulation de phase la largeur spectrale passe à 70 nm et l'impulsion s'allonge temporellement très fortement par dispersion normale. Vient ensuite l'étape d'étirement et de dispersion anormale préparatoire à l'injection dans la deuxième fibre. L'étireur à grisms est identique à celui de l'expérience n° 1 mais son réglage est différent. La durée minimale obtenue dans ce cas en sortie de fibre LMA vaut 32 fs FWHMI pour une énergie par impulsion égale à 1,6 nJ. Ce dispositif présente l'avantage d'être accordable en longueur d'onde. Nous avons relevé une bande de fonctionnement supérieure à 100 nm ce qui est très positif pour une application en biophotonique par exemple.

Les fibres LMA sont sensibles aux courbures. De plus, la fibre LMA utilisée n'était pas à maintien de polarisation. Pour ces raisons nous l'avons remplacée par une fibre standard SMF à maintien de polarisation. La non linéarité de la fibre est alors importante ce qui entraîne une compression du spectre plus importante que pour la fibre LMA. Malgré cela nous avons obtenu une durée minimale en sortie de deuxième fibre standard égale à 25 fs FWHMI. En contrepartie les parties latérales de l'impulsion sont renforcées comme le montre la Fig. 2 traduisant la présence de dispersion d'ordre 4 non compensée importante.

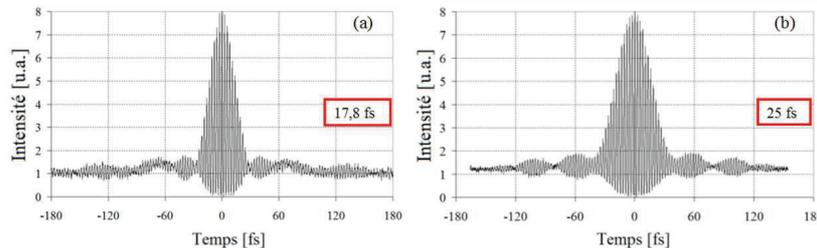


Fig. 2. Traces d'autocorrélation interférométrique. (a): oscillateur MICRA (70 nm) + étireur à grisms + fibre LMA (montage n°1) ; durée d'impulsion déduite : 17,8 fs FWHMI et énergie par impulsion : 1 nJ. (b): oscillateur MIRA (10 nm) + fibre SMF standard + étireur à grisms + fibre SMF-PM (montage n°2) ; durée d'impulsion déduite ; 25 fs FWHMI et énergie par impulsion : 1,6 nJ.

Remerciements : Ce travail a bénéficié du soutien de l'Agence Nationale de la Recherche, dans le cadre du projet InVivo-ONL dont l'objectif principal est l'imagerie non linéaire de doublage de fréquence du collagène des alvéoles pulmonaires par voie endoscopique.

Références :

[1] S-J. Im, A. Husakou, and J. Herrmann, "Soliton delivery of few-cycle optical gigawatt pulses in Kagome-lattice hollow-core photonic crystal fibers", *Physical Review A* **82**, 025801, 2010.
 [2] T. Le, G. Tempea, Z. Cheng, M. Hofer and A. Stingl, "Routes to fiber delivery of ultra-short laser pulses in the 25 fs regime", *Optics Express*, Vol. 17, No. 3, 2009.
 [3] T. H. Dou, R. Tautz, X. Gu, G. Marcus, T. Feurer, F. Krausz, L. Veisz, "Dispersion control with reflection grisms of an ultra-broadband spectrum approaching a full octave", *Optics Express*, Vol. 18, No. 26, 2010.
 [4] E. A. Gibson, D. M. Gaudiosi, H. C. Kapteyn, and R. Jimenez, "Efficient reflection grisms for pulse compression and dispersion compensation of femtosecond pulses", *Optics Letters*, Vol. 31, No. 22, 2006.
 [5] C. Lefort, T. Mansuryan, F. Louradour, A. Barthélémy "Pulse compression and fiber delivery of 45 fs Fourier transform limited pulses at 830 nm", *Optics Letters*, Vol. 36, n°2, 2011

LASER A FIBRE DFB POUR LA GENERATION DE SIGNAUX HYPERFREQUENCE

Jérémy Maxin¹, Stéphanie Molin¹, Grégoire Pillet¹, Loïc Morvan¹, Alain Mugnier², David Pureur² et Daniel Dolfi¹

¹ *Thales Research and Technology France, Campus Polytechnique, 1 avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau Cedex, France*

² *Quantel, 4 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France*

jeremy.maxin@thalesgroup.com

RÉSUMÉ

Cet article présente la caractérisation d'un laser à fibre bi-fréquence pour la génération d'un battement hyperfréquence- ou RF pour radiofréquence. Le dispositif est basé sur un laser à fibre DFB ou DFB-FL (Distributed Feedback Fiber Laser) dopé erbium et oscillant vers 1,5 μm sur deux modes de polarisation orthogonaux. Le mélange hétérodyne des deux modes en fonctionnement libre génère un signal hyperfréquence autour de 1 GHz avec un bruit d'amplitude inférieur à -115 dB/Hz entre 50 kHz et 10 MHz et un bruit de phase de -70 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse hyperfréquence. Une accordabilité du battement RF supérieure à 600 MHz a été mesurée par l'application de contraintes mécaniques à la cavité.

MOTS-CLEFS : *Laser à fibre DFB; Bi-fréquence; Mélange hétérodyne; Hyperfréquence*

1. INTRODUCTION

Le mélange hétérodyne de deux ondes laser est un moyen efficace pour générer des signaux hyperfréquence sur porteuse optique. Cette méthode permet d'obtenir des fréquences, des vitesses et des bandes passantes d'accordabilité supérieures à celles obtenues avec les techniques de modulation par voie électronique [1]. La génération simultanée des deux ondes optiques dans un même laser bi-fréquence (dual-frequency laser – DFL) est avantageuse : le système est plus compact et la cohérence temporelle des deux ondes est renforcée. Ceci permet d'améliorer les performances spectrales de la modulation hyperfréquence ce qui est crucial dans les applications de distribution dans les systèmes radar ou pour la réalisation d'oscillateurs optoélectroniques [2]. Différentes technologies et méthodes sont possibles pour réaliser un DFL : les lasers état solide pompés par diodes [3] sont puissants et faciles à contrôler, les lasers à semi-conducteur [4] peuvent être pompés électriquement et ont un faible bruit d'amplitude, les lasers à fibre ont une faible largeur de raie optique. Cet article présente la caractérisation d'un laser DFB à fibre, bi-fréquence pour la génération d'un battement hyperfréquence.

Les DFB-FL sont réalisés à partir de fibres optiques monomodes dopées dans lesquelles un miroir de Bragg a été inscrit pour former une cavité [5]. Cette structure assure une émission laser monomode avec une faible largeur spectrale (<6 kHz). Une anisotropie naturelle intrinsèque à la fibre ou des contraintes sur le cœur (par exemple introduites lors de l'inscription du réseau de Bragg) peuvent être exploitées pour obtenir un fonctionnement bi-fréquence (Fig. 1 (a)) [6]. La biréfringence du cœur lève la dégénérescence des polarisations entraînant l'oscillation laser à deux fréquences optiques distinctes. La projection en sortie du laser des deux ondes sur un même axe de polarisation permet d'obtenir un signal optique modulé en intensité (battement) à une fréquence f égale à la différence des deux fréquences optiques (Eq. (1)).

$$v_1 = \frac{c}{2n_1\Lambda} \quad ; \quad v_2 = \frac{c}{2n_2\Lambda} \quad \text{et} \quad f = v_1 - v_2 = \frac{c}{2\Lambda} \left(\frac{1}{n_1} - \frac{1}{n_2} \right) \quad (1)$$

avec c la célérité de la lumière dans le vide, Λ la période du réseau de Bragg, ν_n et n_n la fréquence optique et l'indice de réfraction selon l'axe n ($n=\{1,2\}$).

2. PRINCIPE

Nous étudions ici les caractéristiques du battement RF généré par le DFB-FL. Le dispositif expérimental est présenté Fig. 1 (a). La cavité laser utilise une fibre monomode dopée erbium de longueur 4 cm et de faible biréfringence ($\sim 9 \cdot 10^{-6}$). Seul le signal contra-propagatif au faisceau pompe est étudié. La faible directivité de la cavité (55%-45%) conduirait cependant à des résultats similaires pour l'autre direction. Un multiplexeur soudé au DFB-FL permet d'injecter le faisceau pompe et d'extraire les deux faisceaux émis autour de $1,55 \mu\text{m}$, polarisés orthogonalement et dont les fréquences ν_1 et ν_2 sont légèrement différentes. Un contrôleur de polarisation (CP) et un polariseur permettent d'optimiser la puissance du battement sur le photo-détecteur. Afin de limiter l'influence du bruit acoustique extérieur et des variations de température du laboratoire, le DFB-FL est placé dans une boîte en Plexiglas[®] recouverte de mousse d'isolation acoustique (atténuation de -34 dB à 1 kHz). La cavité est pompée à 1480 nm par une diode laser (DL). Une puissance optique de $160 \mu\text{W}$ à $1,5 \mu\text{m}$ est mesurée après le polariseur pour une puissance pompe de 300 mW. La différence de fréquence entre les deux modes de polarisation est de l'ordre de 1,18 GHz.

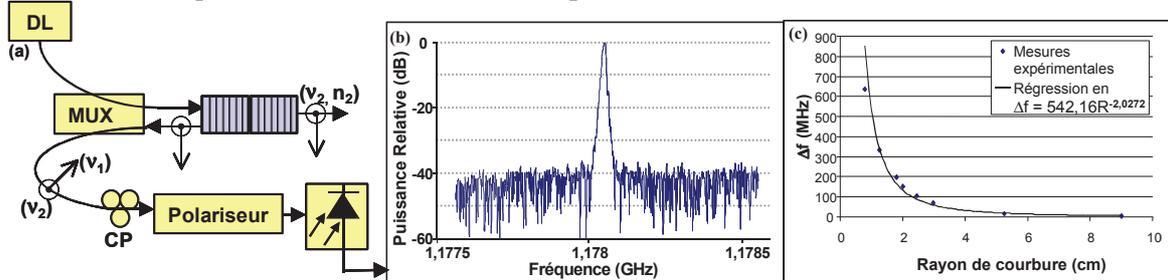


Fig. 1 : (a) Dispositif expérimental du DFB-FL. (b) Spectre électrique du battement hyperfréquence généré par le laser bi-fréquence (Résolution = 10 kHz). (c) Décalage de la fréquence du battement en fonction du rayon de courbure du DFB-FL

3. CARACTERISATION DU BATTEMENT

Le battement hyperfréquence est détecté avec une photodiode « rapide » et observé sur un analyseur de spectre électrique (Fig. 1 (b)). Un signal hyperfréquence de 1,18 GHz est mesuré correspondant à une biréfringence estimée de $8,7 \cdot 10^{-6}$. Les courbes de bruit d'intensité relatif et de bruit de phase sont présentées Fig. 2. Ces résultats démontrent une bonne stabilité du battement généré par le laser. Le bruit d'intensité relatif (RIN) (Fig. 2 (a)) est limité par le bruit de grenaille à -145 dB/Hz au delà de 2 MHz avec un pic de relaxation en dessous de -115 dB/Hz à 550 kHz. Un second pic correspondant aux échanges d'énergie entre les deux modes est observé vers 50 kHz sur la Fig. 2 (b). La courbe de densité spectrale de bruit de phase (Fig. 2 (c)) décroît de -29 dB par décade et atteint -67 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse. Cette pente, proche de -30 dB par décade caractéristique du bruit Flicker de fréquence, tend à montrer la bonne immunité du battement aux fluctuations mécaniques, les deux faisceaux partageant la même cavité [7]. Le plancher de bruit mesuré, à -110 dBc/Hz, est atteint vers 300 kHz et est limité par le bruit thermique de détection. Des résultats similaires sont obtenus avec le même laser pompé à 980 nm.

De par sa structure, le DFB-FL est très sensible aux contraintes mécaniques modifiant la biréfringence du cœur de la fibre. Ce phénomène est donc utilisé pour accorder la fréquence du battement. Au premier ordre, une contrainte longitudinale agit de manière identique sur les deux axes de polarisation. Une flexion de la fibre selon un des axes propres est donc appliquée pour modifier significativement la biréfringence du milieu. Le décalage en fréquence du battement Δf en fonction du rayon de courbure R est présenté Fig. 1 (c). Une évolution en $1/R^2$ est ainsi mesurée avec un décalage du battement supérieur à 600 MHz pour un rayon de courbure de 8 mm. Cette évolution correspond au modèle réalisé pour une fibre monomode standard [8].

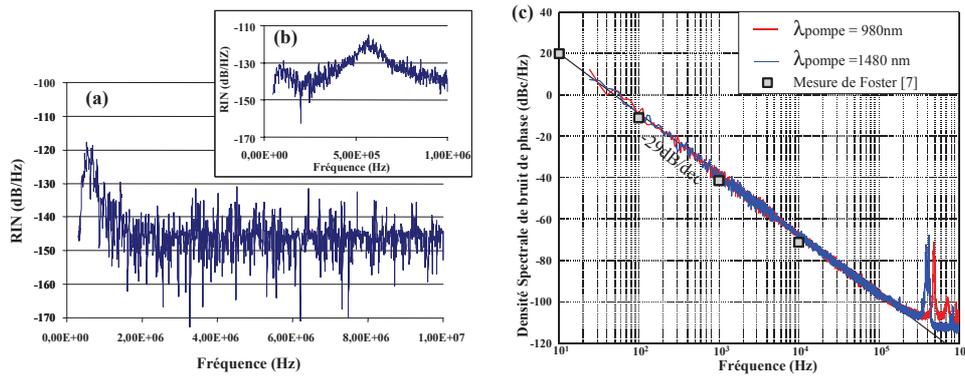


Fig. 2 : Bruit du battement hyperfréquence en fonctionnement libre. (a) Bruit d'intensité relatif (RIN) entre 50 kHz et 10 MHz. (RBW=100 kHz – Ppompe = 300 mW à 1480 nm). (b) RIN entre 50 kHz et 1 MHz. (RBW=10 kHz – Ppompe = 300 mW à 1480 nm) (c) Densité spectrale de bruit de phase du battement.

CONCLUSION

Les résultats présentés dans ce papier montrent que le DFB-FL bi-fréquence présente des caractéristiques intéressantes. Celui-ci est ainsi un candidat potentiel pour des applications radar nécessitant une grande pureté spectrale. Bien que la puissance optique en sortie de cavité soit assez faible, le DFB-FL est naturellement très stable et compact (cavité de 5cm). Un bruit de phase de -67dBc/Hz a été mesuré à 10 kHz de la porteuse avec une pente de -30dB par décade. De nouveaux travaux sont envisagés afin d'améliorer ce dispositif. Il serait ainsi intéressant de poursuivre les mesures de bruit en étudiant chaque longueur d'onde séparément afin de connaître la contribution de chaque polarisation au bruit de battement. Il serait également intéressant d'étudier l'influence de la polarisation du faisceau pompe sur la stabilité du signal HF. La mise en place d'un dispositif de réinjection du faisceau pourrait également améliorer la stabilité du battement.

La mise en œuvre de nouvelles configurations de laser pourrait également être réalisée. Un co-dopage Erbium-Ytterbium du cœur de la fibre pourrait permettre une augmentation de la puissance d'émission. Une maîtrise plus fine de la biréfringence de la cavité, en contrôlant l'inscription du réseau et/ou en utilisant une fibre à maintien de polarisation permettrait de générer un signal hyperfréquence de fréquence choisie comprise entre 10 et 20 GHz. Le développement d'un packaging adapté pour l'isolation et l'accordabilité de la cavité est également à étudier.

RÉFÉRENCES

- [1] L. Morvan, D. Dofli, J-P. Huignard, S. Blanc, M. Vallet, F. Bretenaker and A. Le Floch, "Dual-frequency laser at 1.53 μm for generating high-purity optically carried microwave signals up to 20 GHz", CLEO, 2004.
- [2] A.J. Seeds, and K.J. Williams, "Microwave Photonics", Journal of Lightwave Technology, 2006, Vol. 24, No. 12., pp. 4628-4641.
- [3] G. Pillet, L. Morvan, M. Brunel, F. Bretenaker, D. Dofli, M. Valle, J-PHuignard, and A. Le Floch, "DFL at 1.5 μm for Optical Distribution and Generation of High-Purity Mw Signals", Journal of Lightwave Technology, 2008, Vol. 26, No. 15, pp. 2764-2773.
- [4] Van Dijk, F., Enard, A., Guang-Hua Duan, Accard, A., Lelarge, F., Shen, A., Parillaud, O., Akrouf, A., De Valicourt, G., Ginestar, S. and Ramdane, A., "Laser diodes for microwave and millimeter wave photonics", Microwave Symposium (MMS) 2009 Mediterranean, pp.1-3, 2009.
- [5] I.L. Zyskind, V. Mizrahi, D.J. Digiovanni and I.W. Sulhoff, "Short Single Frequency Erbium Doped Fiber Laser", Electronics Letters, 1992, Vol. 28, pp. 1385-1387.
- [6] B.-O. Guan, Y.-N. Tan, and H.-Y. Tam, "Dual polarization fiber grating laser hydrophone", Optics Express, 2009, Vol. 17, No. 22, pp. 19544-19550.
- [7] S. Foster, G.A. Cranch, and A. Tikhomirov, "Experimental evidence for the thermal origin of $1/f$ frequency noise in erbium-doped fiber lasers", phys. Rev. A, 79, 053802 (2009).
- [8] R Ulrich, S. Rashleigh, and W. Eickhoff, "Bending-induced birefringence in single-mode fibers", Optics Letters, 1980, Vol. 5, No. 6, pp. 273-275

IMPULSIONS ATTOSECONDES ET OPTIQUE EXTRÊMEMENT NON-LINÉAIRE

Yann Mairesse

¹ CELIA, UMR 5107 (Université Bordeaux I, CNRS, CEA), 351 cours de la libération, 33405 Talence
Cedex

mairesse@celia.u-bordeaux1.fr

RÉSUMÉ

La génération d'harmoniques d'ordre élevé permet de produire des impulsions lumineuses attosecondes. Nous exposerons les mécanismes à l'oeuvre dans ce processus, les méthodes de caractérisations des impulsions attosecondes, et passerons en revue quelques unes de leurs applications. Nous présenterons également une utilisation alternative de la génération d'harmoniques dans laquelle le processus de génération sert à révéler la structure du milieu émetteur ainsi que ses dynamiques aux échelles femtoseconde et attoseconde.

MOTS-CLEFS : *impulsions attosecondes, dynamiques ultra-rapides, spectroscopie moléculaire*

1. INTRODUCTION

Les impulsions lumineuses ultra-brèves sont les outils de prédilection pour étudier la dynamique de processus ultra-rapides dans la matière, par des expériences de type pompe-sonde. La résolution temporelle de ces expériences est limitée par la durée des impulsions employées. Les durées des lasers visibles ou infrarouges les plus brefs atteignent actuellement quasiment le cycle-optique (2.6 fs à 800 nm). Des phénomènes encore plus rapides existent dans la matière : processus électroniques de coeur au sein des atomes, relaxations électroniques dans les solides, transferts de charge au sein des molécules... Ils se déroulent à l'échelle sub-femtoseconde, et sont inaccessibles aux impulsions laser les plus brèves. Pour les étudier, il faut générer des impulsions attosecondes ($1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$) [1].

Pour produire des impulsions brèves, il est nécessaire de disposer d'une source lumineuse dont le spectre est large. La génération d'harmoniques d'ordre élevé, qui a lieu lorsque l'on focalise une impulsion laser femtoseconde à des éclaircissements de l'ordre de 10^{14} W/cm^2 dans un jet de gaz rare, est une source large bande cohérente dans l'UVX [2, 3]. Le spectre obtenu est constitué d'harmoniques impaires du fondamental et présente une zone d'amplitude quasiment constante, le plateau, suivi d'une brusque coupure. Ce phénomène a été découvert à la fin des années 1980. Depuis, des spectres harmoniques s'étendant sur plusieurs centaines d'eV voire au keV ont été produits, ce qui correspond à des durées potentiellement accessibles de l'ordre de quelques attosecondes.

La génération d'harmoniques d'ordre élevé peut être employée de deux manières complémentaires pour mesurer des dynamiques ultra-rapides. D'une part, il est possible de produire des impulsions optiques attosecondes, que l'on refocalise dans le milieu cible où elles initient ou sondent une dynamique. Une approche alternative est apparue ces dernières années : la spectroscopie optique extrêmement non-linéaire, dans laquelle des paquets d'électrons attosecondes accélérés par le champ laser sondent la structure du milieu générateur. Nous présenterons chacune de ces approches, ainsi que des exemples d'application.

2. IMPULSIONS LUMINEUSES ATTOSECONDES : PRODUCTION, CARACTÉRISATION ET UTILISATION

La génération d'harmoniques d'ordre élevé produit a priori naturellement des impulsions attosecondes sous la forme de trains d'impulsions. Cela peut être compris en analysant le mécanisme de production des harmoniques (Fig. 1) : dans un premier temps, la barrière coulombienne est abaissée par

le champ laser intense, permettant une ionisation tunnel. L'électron ainsi libéré est accéléré dans le champ laser, et peut revenir sur l'ion parent. Il se recombine alors, émettant une impulsion UVX. Ce mécanisme est périodique et produit donc un train d'impulsions attosecondes séparés d'une demi-période laser, dont le spectre est constitué des harmoniques impaires du fondamental.

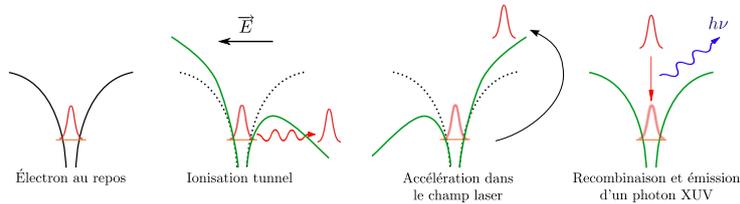


FIGURE 1 : Modèle de la génération d'harmoniques d'ordre élevé.

La caractérisation temporelle expérimentale des impulsions attosecondes est délicate en raison du domaine spectral qu'elles occupent : l'ultra-violet lointain. Les techniques habituellement utilisées dans le visible reposent en effet sur l'utilisation de cristaux non-linéaires, ou de modulateurs de phase. Ces éléments n'ont pas d'équivalent direct dans l'UVX, et la simple transposition des méthodes existantes n'est donc pas aisée. En 2001, deux techniques ont été mises en oeuvre, ouvrant la voie à la métrologie attoseconde. Toutes deux sont basées sur l'ionisation d'un gaz par l'impulsion à caractériser, en présence d'un champ laser additionnel. Dans un cas le champ laser était relativement intense et jouait le rôle de *caméra à balayage de fente attoseconde*, permettant la mesure d'une impulsion isolée de 650 as [4]. Dans l'autre cas le champ était plus faible, donnant accès à une *mesure interférométrique* des phase spectrales des harmoniques (méthode RABBITT) permettant de reconstruire un train d'impulsions de 250 as [5]. En fait ces techniques peuvent être considérées comme des cas particuliers d'une méthode générale de caractérisation d'impulsions attosecondes dans laquelle les impulsions UVX sont converties en un paquet d'électrons attosecondes en photoionisant un gaz, et où le champ laser additionnel joue le rôle de modulateur de phase ultrarapide. La métrologie attoseconde se ramène alors à un cas particulier de mesure FROG (Frequency Resolved Optical Gating), bien connue en optique, et qui a reçu le nom de FROG CRAB (Complete Reconstruction of Attosecond Bursts) [6]. FROG CRAB est devenue la méthode standard pour la mesure d'impulsions attosecondes isolées comme de trains d'impulsions attosecondes. Une fois les premières mesures d'impulsions réalisées, une étape importante du développement de l'optique attoseconde a été le contrôle de ces impulsions. Différentes méthodes de contrôle spectral et temporel ont été réalisées.

Les impulsions attosecondes étant contrôlées et caractérisées, de premières expériences d'application ont été proposées et réalisées. Nous établirons un panorama des applications réalisées jusqu'à présent en physique atomique, moléculaire et physique des solides, et discuterons des perspectives futures de métrologie attoseconde optique.

3. SPECTROSCOPIE OPTIQUE EXTRÊMEMENT NON-LINÉAIRE

En 2004, un nouveau domaine d'application de la génération d'harmonique a été ouvert : la spectroscopie optique extrêmement non-linéaire. En spectroscopie optique non-linéaire, des informations sur la structure et la dynamique d'un milieu peuvent être extraites. Le même principe peut être transposé au cas de la génération d'harmoniques, processus extrêmement non-linéaire. Ainsi, une reconstruction tomographique de l'orbitale la plus haute occupée du diazote a été effectuée [7]. L'importante sensibilité de la génération d'harmoniques peut être comprise en examinant le mécanisme de génération : l'émission lumineuse est produite lors de la recombinaison radiative d'un paquet d'ondes électronique attoseconde avec l'ion parent (Fig. 1). La longueur d'onde de de Broglie des électrons se recombinaison est de l'ordre de l'Angström, et ces électrons constituent donc une sonde précise du milieu générateur.

A l'échelle femtoseconde, la spectroscopie optique extrêmement non-linéaire a été utilisée pour mesurer des paquets d'ondes rotationnels dans diverses molécules, des paquets d'ondes vibrationnels,

des dissociations moléculaires [8]... Nous exposerons les avantages notables qu'elle présente par rapport aux techniques de spectroscopie femtoseconde conventionnelles.

A l'échelle attoseconde, cette spectroscopie peut être utilisée pour révéler une éventuelle dynamique de la molécule entre ionisation et recombinaison. La figure 2 présente un exemple dans le cas du diazote. Après ionisation, le trou laissé dans la molécule évolue sous l'action du champ laser. L'analyse fine du rayonnement émis, combinée à une analyse théorique poussée, permet de reconstruire la forme du trou lors de l'ionisation, qui est difficile à prévoir théoriquement [9, 10]. L'extension de ce type de mesures à des systèmes plus complexes permettrait de mesurer les transferts de charge après ionisation.

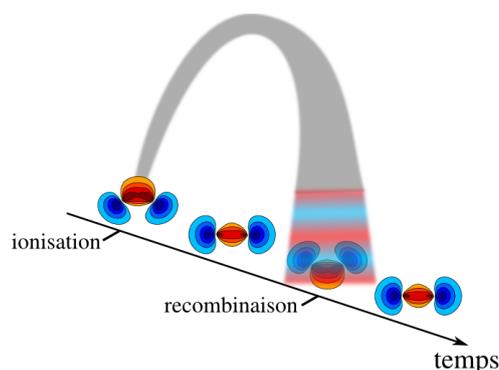


FIGURE 2 : Dynamique du trou dans une molécule de diazote entre ionisation et recombinaison radiative.

CONCLUSION

La génération d'harmoniques d'ordre élevé a connu deux révolutions ces dix dernières années : l'avènement de la physique attoseconde, et la spectroscopie optique extrêmement non-linéaire. Ces deux approches sont complémentaires et devraient permettre d'observer une large gamme de phénomènes à des échelles de temps jusqu'alors inaccessibles.

RÉFÉRENCES

- [1] F. Krausz and M. Ivanov, "Attosecond physics," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 81, p. 163, 2009.
- [2] A. McPherson, G. Gibson, H. Jara, U. Johann, T. S. Luk, I. McIntyre, K. Boyer, and C. K. Rhodes, "Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 4, p. 595, 1987.
- [3] M. Ferray, A. L'Huillier, X. F. Li, L. A. Lompré, G. Mainfray, and C. Manus, "Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gases," *J. Phys. B*, vol. 21, p. L31, 1988.
- [4] M. Hentschel, R. Kienberger, C. Spielmann, G. A. Reider, N. Milosevic, T. Brabec, P. Corkum, U. Heinzmann, M. Drescher, and F. Krausz, "Attosecond metrology," *Nature*, vol. 414, p. 509, 2001.
- [5] P. M. Paul, E. S. Toma, P. Breger, G. Mullot, P. Balcou, H. G. Muller, and P. Agostini, "Observation of a train of attosecond pulses from high harmonic generation," *Science*, vol. 292, p. 1689, 2001.
- [6] Y. Mairesse and F. Quéré, "Frequency-resolved optical gating for complete reconstruction of attosecond bursts," *Phys. Rev. A*, vol. 71, no. 1, p. 011401, 2005.
- [7] J. Itatani, J. Levesque, D. Zeidler, H. Niikura, H. Pepin, J. C. Kieffer, P. B. Corkum, and D. M. Villeneuve, "Tomographic imaging of molecular orbitals," *Nature*, vol. 432, no. 7019, p. 867, 2004.
- [8] J. Marangos, S. Baker, N. Kajumba, J. Robinson, J. Tich, and R. Torres, "Dynamic imaging of molecules using high order harmonic generation," *Phys. Chem. Chem. Phys.*, vol. 10, p. 35, 2008.
- [9] O. Smirnova, Y. Mairesse, S. Patchkovskii, N. Dudovich, D. Villeneuve, P. Corkum, and M. Y. Ivanov, "High harmonic interferometry of multi-electron dynamics in molecules," *Nature*, vol. 460, p. 972, 2009.
- [10] Y. Mairesse, J. Higué, N. Dudovich, D. Shafir, B. Fabre, E. Mevel, E. Constant, S. Patchkovskii, Z. Walters, M. Ivanov, and O. Smirnova, "High harmonic spectroscopy of multichannel dynamics in strong-field ionization," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, p. 213601, 2010.

**LE PROJET ILE APOLLON 10 PW :
AVANCEES SUR LES CRISTAUX DE TITANE SAPHIR ET DE LBO**

Jean Paul Chambaret

*Directeur adjoint de ILE
UMS 3205, ENSTA Batterie de L'Yvette
91761 Palaiseau Cedex
jean-paul.chambaret@ensta.fr*

Le projet français ILE APOLLON financé dans le cadre du CPER 2007- 2013 consiste à réaliser et à mettre à disposition de la communauté des physiciens des Ultra Hautes Intensités, un laser (APOLLON 10P) délivrant des impulsions d'une puissance crête de 10 Pétawatts (10^{16} W) à une cadence de 1tir par minute. L'énergie par impulsion est de 150 Joules et la durée de 15 femtosecondes. Après focalisation l'éclairement sur cible peut atteindre 10^{24} W/cm². Ces performances qui représentent un niveau 10 fois supérieur aux meilleures performances actuelles, nécessitent la résolution de nombreux verrous technologiques, dont certains sont liés à la réalisation de composants optiques cristallins de très grande dimension.

- Le milieu laser amplificateur nécessaire à amplifier de telles impulsions est le saphir dopé au Titane (Ti-Sa). Les plus grands diamètres n'excédaient pas à l'origine de ce projet 10 cm alors que le besoin en monocristaux de TiSa se situe plutôt autour de disques de 20 cm de diamètre. Nous décrirons les études et les recherches qui ont été mises en place pour atteindre ces objectifs, ainsi que le démarrage d'une filière française très prometteuse comme nouvel axe de croissance et de développement de ces cristaux de TiSa.

- Les lasers de pompage nécessaires à fournir l'énergie à ces cristaux sont des lasers nanoseconde à Néodyme Verre émettant dans l'infra rouge et qui doivent être doublés en fréquence, car le Tisa absorbe dans le vert. Les besoins sont de l'ordre de 200 Joules par faisceau à 532 nm et il est évident que le coût de ces lasers de grande dimension est très lié à l'énergie délivrée à 1064 nm. Au lieu d'utiliser des cristaux de KDP dont les rendements atteignent difficilement 50%, il serait souhaitable d'utiliser des cristaux de LBO avec lesquels des rendements supérieurs à 90% ont déjà été validés. Ces cristaux sont accessibles aujourd'hui sur des diamètres n'excédant pas 40 mm. Nous présenterons les récents résultats obtenus avec la société française Cristal Laser permettant d'envisager l'utilisation de cristaux de LBO de 65 mm capables de délivrer plus de 215 Joules à 532 nm à partir de 235 joules à 1064 nm soit avec un rendement supérieur à 90%.

**CAVITY OPTOMECHANICS:
BACK-ACTION COOLING OF MECHANICAL OSCILLATORS**

Tobias J. Kippenberg

Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, CH-1015 Lausanne, Suisse

tobias.kippenberg@epfl.ch

The mutual coupling of optical and mechanical degrees of freedom via radiation pressure has been a subject of interest in the context of quantum limited displacements measurements for Gravity Wave Detection for many decades, however light forces have remained experimentally unexplored in such systems. Recent advances in nano- and micro-mechanical oscillators have for the first time allowed the observation of radiation pressure phenomena in an experimental setting and constitute the emerging research field of Cavity Optomechanics [1].

Using on-chip micro-cavities that combine both optical and mechanical degrees of freedom in one and the same device [2], radiation pressure back-action of photons is shown to lead to effective cooling [3-6] of the mechanical oscillator mode using dynamical backaction, which has been predicted by Braginsky as early as 1969 [4]. This back-action cooling exhibits many close analogies to atomic laser cooling. For instance, it is shown theoretically that only in the resolved sideband regime, cooling to the quantum ground state is possible. With this novel technique the quantum mechanical ground state of a micromechanical oscillator can be reached. Using cryogenic precooling [7] to 600 mK the preparation of a micromechanical oscillator to only 2 quanta is shown, occupying the quantum ground state 50% of the time. Moreover it is possible in this regime to observe strong coupling in which the mechanical and optical mode hybridize. Moreover the optomechanical interaction allows unprecedented sensitivity of reading out mechanical motion, achieving an imprecision below the level of the zero point motion [8,9].

Optomechanical systems also offer entirely new means to control the light field. Using the recently discovered phenomenon of optomechanically induced transparency [10] it is possible to enable devices that store light in mechanical excitations, or create optical delay lines with unprecedented delay time. Recent highlights of the literature of some of the emerging applications of cavity optomechanics will be reviewed.

REFERENCES

- [1] T. J. Kippenberg, K. J. Vahala, *Science* 321, 1172 (2008).
- [2] T. J. Kippenberg, H. Rokhsari, T. Carmon, A. Scherer, K. J. Vahala, *Physical Review Letters* 95, 033901 (2005).
- [3] V. B. Braginsky, S. P. Vyatchanin, *Physics Letters A* 293, 228 (2002).
- [4] V. B. Braginsky, *Measurement of Weak Forces in Physics Experiments*. (University of Chicago Press, Chicago, 1977).
- [5] A. Schliesser, P. Del'Haye, N. Nooshi, K. J. Vahala, T. J. Kippenberg, *Physical Review Letters* 97, 243905 (2006).
- [6] A. Schliesser, R. Riviere, G. Anetsberger, O. Arcizet, T. J. Kippenberg, *Nature Physics* 4, 415 (2008).
- [7] A. Schliesser, O. Arcizet, R. Riviere, T. J. Kippenberg, *Nature Physics* 5, 509 (2009).
- [8] G. Anetsberger et al., *Nature Physics* 5, 909 (2009).
- [9] A. Schliesser, O. Arcizet, R. Riviere, G. Anetsberger, T. J. Kippenberg, *Nature Physics* 5, 509 (2009).
- [10] S. Weis et al., *Science* 330, 1520 (2010).

PROPAGATION D'ONDES INCOHÉRENTES DANS UNE FIBRE OPTIQUE MONOMODE : ÉVOLUTION IRREVERSIBLE DU SPECTRE OPTIQUE

Pierre Suret¹, Antonio Picozzi², Stéphane Randoux¹

¹ Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, UMR CNRS 8523, Université Lille 1, Sciences et Technologies, F-59655 Villeneuve d'Ascq, France

² Institut Carnot de Bourgogne, UMR-CNRS 5209, Université de Bourgogne, Dijon, France

Pierre.Suret@univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une étude théorique et expérimentale de la propagation non linéaire d'ondes partiellement incohérentes dans une fibre optique monomode. Nous montrons que les ailes du spectre optique évoluent vers une fonction exponentielle. En modifiant le traitement usuel de la théorie cinétique, nous dérivons une équation d'évolution simple du spectre optique d'une onde sous l'influence de la vitesse de groupe et l'effet Kerr. Le transitoire présente de surprenantes oscillations amorties. Nos expériences et simulations numériques valident quantitativement notre théorie.

MOTS-CLEFS : *Fibre optique; Ondes incohérentes; Effet Kerr*

1. INTRODUCTION

En négligeant la diffusion Raman stimulée et les ordres supérieurs de dispersion, la propagation non linéaire d'une onde électromagnétique dans une fibre monomode est très bien décrite par l'équation de Schrödinger non linéaire (NLS) à une dimension (1D).[1]. La propagation de structures cohérentes telles que les solitons a été largement étudiée sur le plan théorique et expérimental au cours des 50 dernières années [2, 1]. Au cours des dernières années, les études expérimentales et numériques ont également porté sur la propagation dans les fibres optiques d'ondes continues fortement multimodes. Une part importante de ces études concerne l'influence d'effets multiples tels que les ordres supérieurs de la dispersion de vitesse de groupe ou la diffusion Raman stimulée[3]. Malgré l'abondance de la littérature sur le sujet, il n'existe pas à notre connaissance de description théorique complète de la propagation d'ondes partiellement incohérentes en présence de l'effet Kerr et de la dispersion de vitesse de groupe.

Nous avons montré expérimentalement en 2006 que la propagation d'ondes incohérentes dans une fibre optique en régime de dispersion normale conduisait à une surprenante évolution non monotone de la largeur du spectre optique [4]. L'intégration numérique de NLS1D est en accord avec l'expérience mais aucune description théorique ne permet de comprendre cette évolution irréversible d'ondes incohérentes.

En partant du travail récent de Soh *et al.*[5] nous développons ici une théorie complète et précise décrivant l'évolution des ailes du spectre optique au cours de la propagation dans une fibre optique. Nous dérivons une formule analytique très simple pour le taux d'évolution de chaque composante spectrale et nous illustrons finalement ce travail par une étude expérimentale en régime de dispersion normale.

2. THEORIE

Nous partons de l'équation NLS1D :

$$i \partial_z \psi(z, t) = -\beta \partial_t^2 \psi(z, t) + \gamma |\psi(z, t)|^2 \psi(z, t) \quad (1)$$

où $\beta_2 = 2\beta$ est la dispersion de vitesse de groupe de l'onde et γ le coefficient Kerr. z est la distance de propagation dans une fibre optique monomode et t représente le temps dans le repère avançant à la vitesse de l'onde incohérente $\psi(z, t)$. Le spectre optique $n_\omega(z=0)$ est défini par le moment d'ordre 2 de la transformée de Fourier $\tilde{\psi}(z, \omega)$ de $\psi(z, t)$: $\langle \tilde{\psi}(z, \omega) \tilde{\psi}^*(z, \omega') \rangle = n_\omega(z) \delta(\omega - \omega')$

Le traitement usuel de la théorie cinétique (théorie de la turbulence d'ondes) consiste à considérer que la non linéarité modifie peu la statistique de l'onde ; cette approximation utilisée dans cet article sous-entend que les effets dispersifs dominent les effets non linéaires (régime linéaire). En considérant une statistique quasi-gaussienne, on peut alors "fermer les moments" c'est à dire exprimer le moment d'ordre 4 $J_{1,2}^{3,4}$ en fonction du moment d'ordre 2. Le moment d'ordre 4 s'écrit

$$\langle \tilde{\psi}(z, \omega_1) \tilde{\psi}(z, \omega_2) \tilde{\psi}^*(z, \omega_3) \tilde{\psi}^*(z, \omega_4) \rangle = J_{1,2}^{3,4}(z) \delta(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4) \quad (2)$$

En partant de l'équation NLS1D (1) il est alors possible d'obtenir les équations (cinétiques) suivantes [6, 7] :

$$\frac{\partial n_{\omega_1}(z)}{\partial z} = \frac{\gamma}{\pi} \int \int \int d\omega_{2-4} \text{Im} \left[J_{1,2}^{3,4}(z) \right] \delta(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4), \quad (3)$$

$$\frac{\partial J_{1,2}^{3,4}(z)}{\partial z} - i \Delta k J_{1,2}^{3,4}(z) = \frac{i\gamma}{\pi} \mathcal{N}(z) \quad (4)$$

où $\mathcal{N}(z) = n_{\omega_1}(z)n_{\omega_3}(z)n_{\omega_4}(z) + n_{\omega_2}(z)n_{\omega_3}(z)n_{\omega_4}(z) - n_{\omega_1}(z)n_{\omega_2}(z)n_{\omega_3}(z) - n_{\omega_1}(z)n_{\omega_2}(z)n_{\omega_4}(z)$ et $\Delta k = \beta(k(\omega_1) + k(\omega_2) - k(\omega_3) - k(\omega_4))$ représente le désaccord de phase lors du mélange à quatre ondes respectant $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$.

Dans le traitement usuel de la théorie de la turbulence d'onde (en étudiant NLS à 2 dimensions par exemple), on ne conserve que les termes pour lesquels le désaccord $\Delta k = 0$. Il est facile de montrer que la théorie prédit alors que le spectre optique est stationnaire quelque soit sa forme et la distance de propagation ($\frac{\partial n_{\omega_1}(z)}{\partial z} = 0$) [8]. Il est donc indispensable de conserver les contributions transitoires des termes pour lesquels $\Delta k \neq 0$ [5].

La figure 1 permet de comparer l'intégration numérique de NLS1D (1) et du système complet (3-4). La condition initiale est un spectre gaussien $n_{\omega}(z=0) = n_0 \exp(-(\omega/\Delta\omega)^2)$ en régime linéaire c'est à dire pour $\beta\Delta\omega^2 \gg \gamma P_0$ où P_0 est la puissance moyenne de l'onde. On constate que le centre du spectre est très peu déformé alors que les ailes présentent une croissance de plusieurs ordres de grandeur. L'état stationnaire final du spectre optique est caractérisé de façon systématique par des ailes exponentielles.

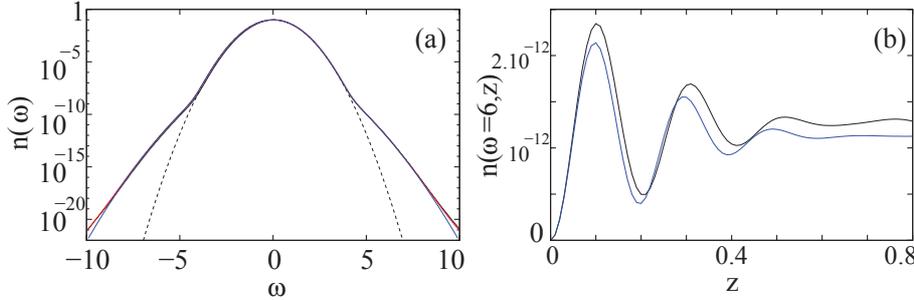


FIGURE 1 : Simulations numériques. (a) La condition initiale est un spectre gaussien $n_{\omega}(z=0)$ (ligne pointillée noire). Le spectre moyen stationnaire issu de l'intégration numérique de NLS1D (1) $n_{\omega}(z=1)$ est représenté noir. Le spectre stationnaire issu de l'intégration numérique des équations (3-4) en $z=1$ est représenté en rouge. L'intégration de l'équation cinétique simplifiée (5) est représentée en bleu. (b) Régime transitoire $n_{\omega=6}(z)$ calculé avec NLS en noir et l'équation (5) en bleu.

Nous avons établi une formule analytique simple pour le taux de croissance des ailes du spectre. En tirant bénéfice de la stationnarité de la partie centrale du spectre, nous considérons que $\mathcal{N}(z)$ est constant = $\mathcal{N}(z=0)$ dans l'équation (4). Nous intégrons ensuite formellement l'équation (4) et nous injectons la solution dans l'équation (3). Après un calcul relativement long :

$$\frac{\partial n_{\omega_1}(z)}{\partial z} \simeq \frac{\gamma^2 n_0^3 \Delta\omega^2}{\sqrt{3}\pi} \frac{9}{8\beta\omega_1^2} \exp\left(\frac{-\omega_1^2}{3\Delta\omega^2} \left(1 + \frac{8\beta^2 \Delta\omega^4 z^2}{9}\right)\right) \sin\left(\frac{8\beta\omega_1^2 z}{9}\right) \quad (5)$$

La solution de cette simple équation différentielle ordinaire est obtenue numériquement et tracée en bleu sur la figure 1.a. L'accord quantitatif entre la simulation numérique de NLS1D et de notre formule analytique est remarquable dans le régime linéaire. La formule (5) montre que le régime transitoire est marqué par des oscillations amorties des ailes du spectre. L'équation (5) montre que la période spatiale est $\Lambda = \frac{9\pi}{4\omega^2}$. La figure 1.b représente ces oscillations pour la composante $\omega = 6$.

3. EXPÉRIENCES

Nous avons réalisé des expériences en régime faiblement non linéaire afin d'observer l'accroissement très rapide des ailes du spectre optique. Nous avons utilisé un laser continu "maison" Nd :YVO4 ($\lambda \sim 1064$ nm) linéairement polarisé. Le faisceau est injecté dans 1km de fibre à maintien de polarisation. La figure 2.a représente en noir le spectre optique à $z = 0$ et $z = 1$ km. La puissance optique moyenne est de 12mW.

Afin de comparer l'accroissement des ailes observé à notre théorie nous avons tout d'abord effectué une simulation numérique classique basée sur l'équation de Schrödinger (en rouge sur la figure 2.a). Dans un deuxième temps nous avons intégré notre équation cinétique simplifiée (5) (voir figure 2.b).

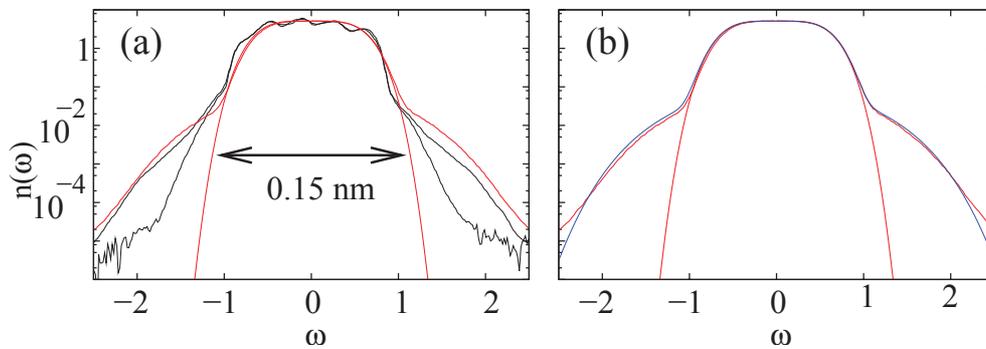


FIGURE 2 : (a) : Spectres optiques enregistrés à l'entrée de la fibre (trait fin noir) et à la sortie de la fibre (en noir). L'intégration numérique de NLS (1) est représentée en rouge avec une condition initiale en unités réduites $n_{\omega}^0 = n_{\omega}(z = 0) = n_0 \exp(-(\frac{\omega}{A})^4)$ ($A = 0.73$, $n_0 = 4.72$) (b) : Simulations numériques. En rouge : intégration numérique de NLS de la figure (a). En bleu : intégration de l'équation cinétique simplifiée (5).

L'accord quantitatif entre notre théorie cinétique et l'expérience est remarquable. Cette étude fournit pour la première fois à notre connaissance une formule simple décrivant l'évolution du spectre optique d'une onde partiellement incohérente soumise au couplage entre l'effet Kerr et la dispersion de vitesse de groupe.

RÉFÉRENCES

- [1] G. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, Academic, Ed., 2001.
- [2] W. Zhao and E. Bourkoff, "Interactions between dark solitons," *Opt. Lett.*, vol. 14, pp. 1371–1373, 1989.
- [3] A. Mussot, E. Lantz, H. Maillotte, T. Sylvestre, C. Finot, and S. Pitois, *Opt. Express*.
- [4] S. R. B. Barvau and P. Suret, "Spectral broadening of a multimode continuous-wave optical field propagating in the normal dispersion regime of a fiber," *Opt. Lett.*, vol. 31, pp. 1696–1698, 2006.
- [5] D. B. S. Soh, J. P. Kopolow, S. W. Moore, K. L. Schroder, and W. L. Hsu, *Opt. Express*.
- [6] V. E. Zakharov, V. S. L'vov, and G. Falkovich, *Kolmogorov Spectra of Turbulence I*, B. Springer, Ed., 1992.
- [7] A. Picozzi, "Towards a nonequilibrium thermodynamic description of incoherent nonlinear optics," *Opt. Express*, vol. 15, pp. 9063–9083, 2007.
- [8] V. E. Zakharov, "Turbulence in integrable systems," *Studies in Applied Mathematics*, vol. 122, pp. 219–234, 2009.

AMELIORATION DU MELANGE A QUATRE ONDES DANS DES GUIDES A CRISTAUX PHOTONIQUES EN GaInP DANS UN REGIME DE LUMIERE LENTE ET EVALUATION DES TRANSMISSIONS A 40 GBIT/S

**Kévin Lenglé^{1,2}, Laurent Bramerie^{1,2}, Mathilde Gay^{1,2}, Jean-Claude Simon^{1,2}, Sylvain
Combricé³, Pierre Colman³, Alfredo de Rossi³**

¹ *Université européenne de Bretagne, 5 Boulevard Laënnec, 35000 Rennes, France*

² *CNRS Foton (UMR 6082), BP 80518, 22305 Lannion cedex, France*

³ *Thales Research and Technology, 1 Avenue A.Fresnel, 91767 Palaiseau, France*

lengle@enssat.fr

RÉSUMÉ

Dans ce papier nous comparons les efficacités de mélange à quatre ondes dans des guides à cristaux photoniques en régime de transmission standard et de lumière lente. Nous évaluons également la possibilité de transmettre un signal télécom à 40 Gbit/s dans ces deux régimes de transmission.

MOTS-CLEFS : *guides à cristaux photoniques III-V, mélange quatre ondes, lumière lente*

1. INTRODUCTION

Les guides à cristaux photoniques (CPh) basés sur les matériaux III-V sont très prometteurs pour l'intégration de circuits optiques. Ils suscitent un grand intérêt depuis plusieurs années. L'empreinte du composant et le budget de puissance requis sont un ordre de grandeur meilleur que les autres technologies en raison des effets combinés du fort confinement et de la vitesse de groupe réduite du mode guidé. Dans [1] nous démontrions une conversion de fréquence provenant de l'effet Kerr dans ce type de guide sans effet relatif à la dynamique des porteurs ou aux effets thermiques, malgré le taux de répétition élevé (de 1 à 10 GHz). Dans cet article nous étudions le mélange à quatre ondes (FWM) dans des guides à cristaux photoniques en matériaux III-V en relation avec la dispersion et, en particulier, dans le régime de lumière lente. Nous obtenons ainsi une comparaison en termes d'efficacité et de bande passante de la conversion de fréquence non linéaire. Enfin, nous démontrons la transmission de signaux à 40 Gbit/s dans ces deux régimes de transmission.

2. LE COMPOSANT ETUDIE

Les échantillons utilisés pour les expérimentations sont fabriqués par Thalès TRT et consistent en des membranes de GaInP d'environ 1,5 mm de long. Le matériau a été choisi pour sa bande interdite ($E_g \sim 1.9\text{eV}$) qui permet de limiter l'absorption à deux photons aux longueurs d'ondes télécoms. Plus de détails sur cette structure peuvent être trouvés dans la référence [2]. L'un des problèmes à résoudre concerne le couplage optique dans ces très petits guides à CPh ; une structure adaptative de mode a donc été développée [2].

L'un des composants étudiés présente des caractéristiques de lumière lente dont l'origine, dans les CPh, provient du mode de confinement spécifique aux CPh, à savoir les réflexions cohérentes de Bragg. Il s'en suit une dispersion très différente de celle des guides à confinement par réflexion totale interne. En particulier, des points à vitesse de groupe nulle sont communément obtenus dans ces guides. De plus, il est possible de modifier la dispersion en agissant sur le dessin de la structure et d'obtenir une dispersion ultra plate du mode TE, et une forte augmentation de la densité locale du champ proportionnelle à l'inverse de la vitesse de groupe. Cela entraîne une diminution du seuil des effets non linéaires dépendants de l'intensité tels que les effets Kerr [3].

3. CONFIGURATION EXPERIMENTALE

La Fig.1 montre le dispositif expérimental de la caractérisation du FWM dans les guides à CPh. Le signal de pompe est un signal impulsionnel de 100 ps à un taux de répétition de 500 MHz obtenu par la modulation d'un signal continu à travers un modulateur Mach Zehnder. Ce signal est couplé avec un laser continu accordable qui joue le rôle de la sonde. L'efficacité du FWM étant dépendante de la polarisation entre la pompe et la sonde, chaque signal est préalablement contrôlé en polarisation. Les signaux sont ensuite injectés dans le guide par le biais d'une fibre optique microlentillée (diamètre de mode à $1/e^2$ de 2 μm). La lumière transmise est ensuite collectée en utilisant une seconde fibre microlentillée identique à la première et mesurée à l'aide d'un analyseur de spectre optique. Les pertes totales de couplage sont de 15 dB, correspondant à une transmission de 3.2 %. Pour chaque longueur d'onde de pompe, nous mesurons l'efficacité du FWM en fonction du désaccord spectral, défini comme $\Delta\lambda = \lambda_{\text{sonde}} - \lambda_{\text{pompe}}$, de manière à obtenir une carte d'efficacité.

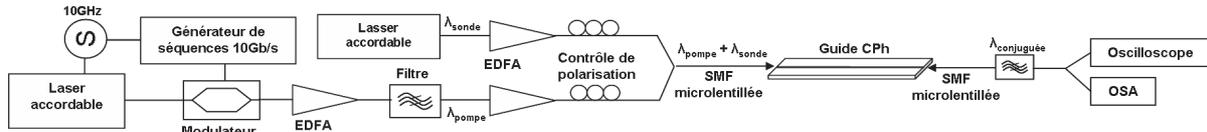


Fig. 1 : Dispositif expérimental de la caractérisation du FWM dans les guides à CPh.

4. CARACTERISATION DU MELANGE A QUATRE ONDES

Nous considérons ici le FWM dégénéré, cas dans lequel deux photons pompe interagissent avec un photon sonde via la susceptibilité d'ordre 3 du matériau afin de créer un quatrième photon à une longueur d'onde fixée par le désaccord spectral, à $\lambda_{\text{générée}} = \lambda_{\text{pompe}} - \Delta\lambda$.

Les Fig. 2 a) et 2 c) présentent la dispersion de vitesse de groupe (GVD) ainsi que l'évolution de l'indice de groupe en fonction de la longueur d'onde mesurée par une mesure de décalage de phase pour les deux types de guides considérés dans ce papier [4]. Nous constatons bien un régime de transmission standard, avec un n_g qui évolue entre 5 et 8 sur la gamme spectrale de travail, et un régime de transmission en lumière lente, avec un n_g d'environ 17, entre 1535 nm et 1538 nm.

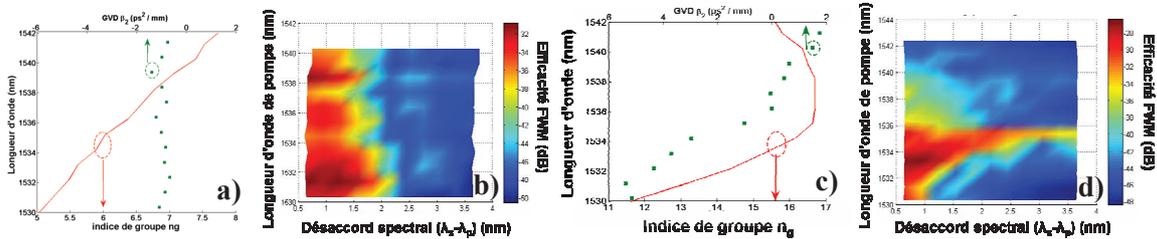


Fig. 2 : Profils d'indice de groupe et de dispersion de vitesse de groupe des guides à cristaux photoniques étudiés et leur carte de mélange à quatre ondes associée.

Les Fig. 2 b) et 2 d) présentent les cartes d'efficacité de FWM obtenues dans ces guides en fonction de la longueur d'onde de pompe et du désaccord spectral. Nous définissons l'efficacité de conversion de fréquence par le rapport de la puissance moyenne de FWM en sortie sur la puissance moyenne de sonde en entrée de guide.

Les résultats montrent une efficacité maximum de FWM de -31 dB pour un régime de transmission standard. Il faut noter que cette valeur prend en compte les pertes fibre à fibre. Dans le composant présentant un régime de transmission en lumière lente, l'efficacité maximale mesurée est de -27 dB, cette mesure confirme que l'augmentation de l'indice de groupe exacerbe le FWM. On constate également que pour un régime standard, la bande passante maximale de conversion à 6 dB est de 2 nm tandis que pour le régime de lumière lente elle est de 3.5 nm. Cependant le régime de lumière lente paraît moins tolérant à la position de la longueur d'onde de pompe. En effet, on n'observe pas de conversion de fréquence dans le régime de lumière lente pour une longueur d'onde de pompe supérieure à 1536 nm. Ceci peut s'expliquer par la dispersion d'ordre 2 qui est normale ($\beta_2 > 0$) et augmente le désaccord de phase pour des longueurs d'onde de pompe supérieures à 1536 nm. En effet, le FWM dégénéré est un processus non linéaire paramétrique gouverné par la

condition d'accord de phase qui dépend dans ce cas des ordres pairs des paramètres de dispersion évalués à la longueur d'onde pompe, notamment à cause du caractère symétrique du processus de FWM. Lamont et al. [5] ont constaté que pour avoir du FWM, il est préférable d'avoir une dispersion d'ordre 2 faible et anormale ($\beta_2 < 0$), ce que notre étude semble confirmer. On constate en effet, dans le régime de lumière lente, que pour une longueur d'onde de pompe ayant un β_2 proche de zéro, nous obtenons une efficacité et une bande passante à 6 dB de conversion maximales. Par ailleurs, on observe de la conversion quelque soit la longueur d'onde de pompe dans le régime de transmission standard car la dispersion d'ordre 2 est très légèrement négative sur toute la plage.

5. EVALUATION DES PERFORMANCES DE TRANSMISSION DE SIGNAUX RZ A 40 GBIT/S

Nous avons également analysé la possibilité de transmettre un signal RZ à 40 Gbit/s dans un guide à CPh. Dans le même guide, nous avons évalué les performances dans le régime de transmission standard ainsi que dans le régime de lumière lente.

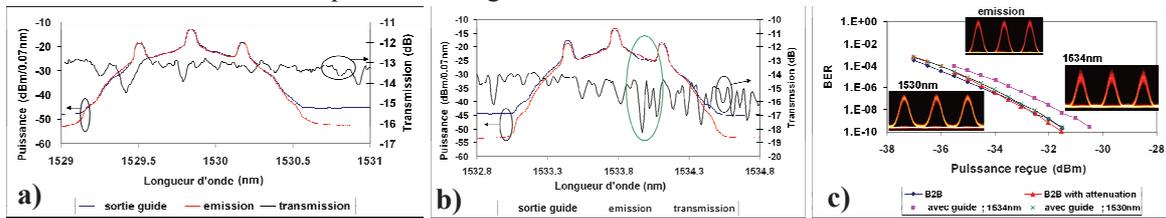


Fig. 3 : Spectres en sortie de guide à cristaux photoniques et mesures de BER à ~1530 nm et à ~1534 nm.

Les Fig. 3 a) et 3 b) montrent les spectres (rés. 0.07 nm) d'émission et de réception de signal RZ à 40 Gbit/s ainsi que la transmission fibre à fibre (rés. 0.01 nm). Le spectre a) est réalisé pour une longueur d'onde de pompe de 1529.8 nm, dans un régime de transmission standard et le spectre b) à 1533.8 nm, dans un régime de lumière lente. La Fig. 3 c) montre l'évaluation du taux d'erreur binaire avec les diagrammes de l'œil associés dans les deux régimes de transmission. Nous ne mesurons pas de pénalité dans le régime de transmission standard, tandis qu'il y a 1 dB de pénalité (à un taux d'erreur de 10^{-9}) dans le régime de lumière lente. Nous attribuons cette pénalité aux perturbations de la transmission montrées sur les spectres b) en régime de transmission lente. Ces fluctuations de transmission sont expliquées par une plus grande sensibilité en lumière lente aux pertes de diffusion induites par les défauts du réseau liés à la résolution de la photo-inscription [6].

CONCLUSION

Dans ce papier, nous avons démontré l'amélioration de l'efficacité du FWM ainsi que sa bande passante de conversion dans un guide à CPh en régime de lumière lente. Ceci montre que maîtriser la dispersion dans les guides CPh est crucial pour réaliser de la conversion de fréquence à haute cadence. Nous avons également montré la possibilité de transmettre un signal RZ à 40 Gbit/s sans pénalité en régime standard et avec seulement 1dB de pénalité à 10^{-9} dans le régime de lumière lente. Ces travaux ont partiellement été financés par le projet européen Copernicus (249012).

RÉFÉRENCES

[1] K.Lengle, L.Bramerie, S.Combrié, A. Akrouf, A. de Rossi, J.C. Simon, „Conversion de longueur d'onde à haut taux de répétition par mélange quatre ondes dans un guide à cristaux photoniques“, JNOG 2010
 [2] Q.V Tran, S.Combrié, P.Colman, A. de Rossi, „Photonic crystal membrane waveguides with low insertion losses“, App. Phys. Lett., 95, 061105 (2009)
 [3] T. Baba, “Slow light in photonic crystals”, Nature Photonics, 2, 465 (2008).
 [4] S.Combrié, A. de Rossi, L. Morvan, S. Tonda, S. Cassette, D. Dolfi, A. Talneau, „Time-delay measurement in singlemode, low-loss photonic crystal waveguides“, Electron. Lett. 42, 86 (2006)
 [5] M. Lamont, B. Kuhlmeier, C. Martijn de Sterke, „Multi order dispersion engineering for optimal four wave mixing“, Opt. Exp., vol 16, no 10 (2008)
 [6] J.McMillan, M.Yu, D.Kwong, C.Wong, „Observations of four wave mixing in slow light silicon photonic crystal waveguides“, Opt. Exp., vol 18, issue 15 (2010)

MELANGE A QUATRE ONDES DANS UNE FIBRE OPTIQUE A COEUR SUSPENDU EN VERRE DE CHALCOGENURE ASSE TRES FORTEMENT NON-LINEAIRE

S. D. Le^{1,2}, D. M. Nguyen^{1,2}, M. Thual^{1,2}, L. Bramerie^{1,2}, M. Costa e Silva^{1,2}, K. Lenglé^{1,2}, M. Gay^{1,2}, T. Chartier^{1,2}, L. Brilland³, D. Méchin³, P. Toupin^{1,4}, J. Troles^{1,4}

¹ Université européenne de Bretagne, 5 Boulevard Laënnec, 35000 Rennes, France

² CNRS Foton (UMR 6082), Enssat / Université de Rennes 1, BP 80518, 22305 Lannion cedex, France

³ PERFOS, 11 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France

⁴ CNRS Sciences Chimiques de Rennes (UMR 6226), Université de Rennes 1, 35000 Rennes, France

Thierry.Chartier@enssat.fr

RÉSUMÉ:

Une fibre optique à cœur suspendu en verre de chalcogénure avec un coefficient non-linéaire de $46\,000\text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ est présentée. L'effet de mélange à quatre ondes (FWM) à 10 GHz et 42.7 GHz est démontré. Des efficacités de FWM de -5.6 dB à 10 GHz et -17.5 dB à 42.7 GHz sont obtenues.

MOTS CLÉS: *optique non-linéaire; mélange à quatre ondes; verre de chalcogénure; fibre optique*

1. INTRODUCTION

Les fibres en verre de chalcogénure présentant un indice de réfraction non-linéaire (n_2) jusqu'à 1000 fois celui de la silice, suscitent un intérêt croissant pour exacerber les non-linéarités de type Kerr [1]. Après la première démonstration d'une fibre en verre de chalcogénure dans les années 60 [2], la première fibre à cristal photonique en verre de chalcogénure est présentée en 2000 par T. M. Monro [3]. Depuis, de nombreuses fibres à cristal photoniques en verre de chalcogénure ont été fabriquées. En 2010, une fibre en verre de chalcogénure de composition AsSe à cœur suspendu et une très faible aire effective de $1.7\ \mu\text{m}^2$, a permis d'atteindre un coefficient non-linéaire de $31\,300\text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ [5]. Toutefois, l'atténuation de 4.6 dB/m et les pertes de couplage de 10 dB limitaient les applications dans le domaine des télécommunications.

Dans cet article, nous présentons une fibre à cristal photonique à cœur suspendu en verre de chalcogénure de composition AsSe dont le coefficient non-linéaire atteint la valeur record de $46\,000\text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$. Cette fibre possède une aire effective de seulement $1,15\ \mu\text{m}^2$. L'injection y est facilitée par des extrémités de fibre élargies de manière adiabatique. Nous présentons les caractéristiques de la fibre dans la section 2. Dans la section 3, nous présentons les performances de cette fibre en termes de non-linéarité Kerr. Nous étudions notamment la conversion de longueur d'onde à base de mélange à quatre ondes (FWM) à 10 GHz et 42.7 GHz.

2. FIBRE EN VERRE DE CHALCOGENURE A COEUR SUSPENDU AVEC ADAPTATION DE MODE

La méthode de fabrication de la fibre à cœur suspendu en verre AsSe s'appuie sur le principe du moulage [4]. Cette méthode permet de réaliser une structure à cœur suspendu à partir d'un verre de chalcogénure de type AsSe (Fig. 1b). Une fibre de longueur 1 m a été fabriquée avec un diamètre extérieur ϕ_e de $62\ \mu\text{m}$ et un diamètre de cœur ϕ_c de $1,13\ \mu\text{m}$. Le diamètre de mode est mesuré en champ lointain et est estimé à $1,21 \pm 0,05\ \mu\text{m}$ ce qui correspond à une aire effective $A_{\text{eff}} = 1,15 \pm 0,1\ \mu\text{m}^2$. Il s'agit d'une des plus petites valeurs rapportées dans une fibre à cristal photonique en verre de chalcogénure.

Afin de limiter les pertes de couplage dues à la difficulté d'injecter dans un cœur de si petite dimension, la fibre est élargie à chaque extrémité par des tapers permettant d'augmenter le diamètre de cœur jusqu'à $5\ \mu\text{m}$ (Fig. 1b). La longueur du taper est de 10 cm et la longueur sur laquelle la fibre est maintenue à un diamètre plus large est de 5 cm.

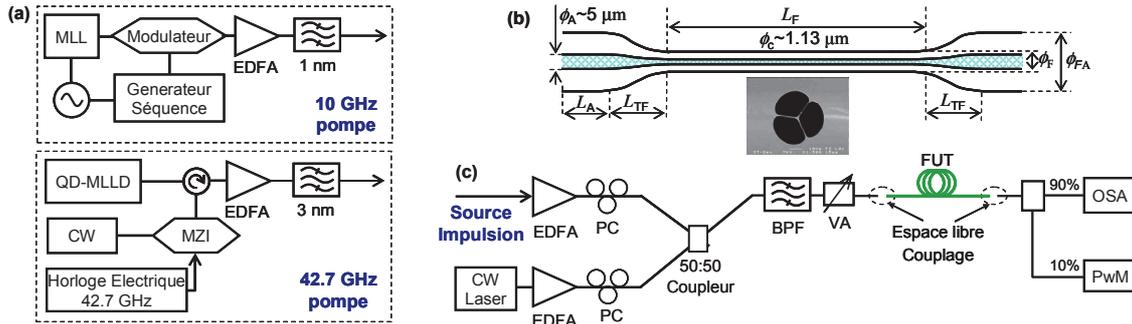


Fig. 1: (a) Génération du signal à 10 GHz (haut) et à 42,7 GHz (bas); (b) Fibre effilée en verre AsSe à cœur suspendu avec adaptation de mode aux extrémités, et (c) schéma du montage de conversion de longueur d'onde.

3. CONVERSION DE LONGUEUR D'ONDE A BASE DE MELANGE A QUATRE ONDES

Le schéma de l'expérience de conversion de longueur d'onde basée sur le mélange à quatre ondes est représenté sur la Fig. 1c. Le couplage en espace libre dans la fibre chalcogénure est réalisé en utilisant une fibre micro-lentillée de type Gradhyp [7] avec un diamètre de mode de $5,2 \mu\text{m}$. Les pertes totales entre la sortie de la fibre Gradhyp et la sortie de la fibre AsSe sont mesurées à 4,2 dB. Ces pertes incluent les pertes de couplage à l'entrée de la fibre AsSe, les pertes par réflexion de Fresnel (1.1 dB pour chaque extrémité), les pertes linéiques de la fibre effilée et les pertes dans les tapers d'adaptation. Nous évaluons les pertes linéiques de la fibre à 0,9 dB/m, ce qui constitue une amélioration importante comparée aux pertes de la fibre précédente qui étaient de 4,6 dB/m [5].

Un premier signal de pompe à 10 GHz est généré par un laser à modes bloqués émettant des impulsions de 1,5 ps à la longueur d'onde $\lambda_1 = 1552,7 \text{ nm}$. Cette pompe est ensuite amplifiée par un amplificateur à fibre dopée à l'erbium (EDFA) et filtrée par un filtre optique (BPF) de 1 nm (Fig. 1a, encart supérieur). La seconde pompe est une source continue accordable de longueur d'onde λ_2 , amplifiée par un second EDFA. Nous appellerons $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ le désaccord en longueur d'onde entre les deux pompes. Après les amplificateurs, les polarisations des deux pompes sont contrôlées. Après le coupleur 50:50 le signal est filtré par un BPF de 5 nm afin de rejeter l'émission spontanée amplifiée des EDFA. Après le BPF, la largeur d'impulsion de la source à 10 GHz est de 8,3 ps et la puissance moyenne de la source CW est fixée à 16 mW.

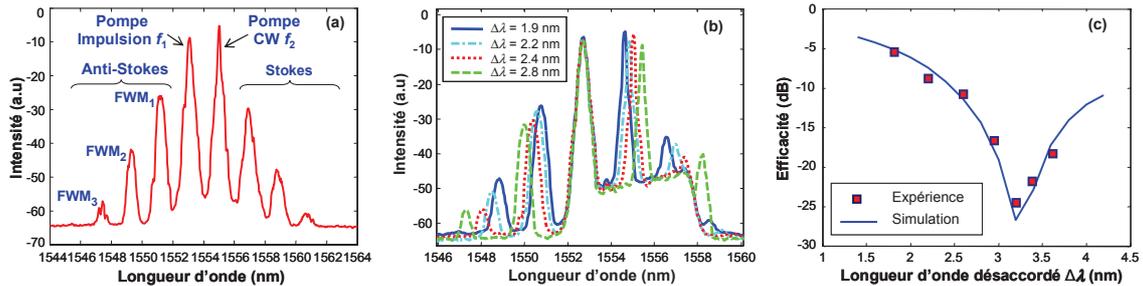


Fig. 2: Spectre optique à la sortie de la fibre AsSe (a), pour différentes valeurs du désaccord $\Delta\lambda$ (b), et (c) efficacité du premier ordre du FWM en fonction de $\Delta\lambda$.

A la sortie de la fibre AsSe, nous observons à l'analyseur de spectre optique les ondes Stokes et anti-Stokes générées par FWM. Nous définissons l'efficacité du FWM comme le rapport entre la puissance crête recueillie dans la bande anti-Stokes à la sortie de la fibre et la puissance du signal continu à l'entrée [5]. Nous trouvons que l'efficacité du premier ordre FWM à 10 GHz est $-5,6 \text{ dB}$ avec une puissance totale moyenne à l'entrée de la fibre de 17 mW et un désaccord $\Delta\lambda$ de 1,8 nm. Cette efficacité est largement supérieure à la valeur de -27 dB obtenue avec la fibre précédente [5] avec 20 mW de puissance d'entrée. En outre, le second ordre et troisième ordre du FWM ont également été mesurés avec

des efficacités de -21 dB et de -37 dB, respectivement. La figure 2b montre les spectres de sortie pour un désaccord $\Delta\lambda$ variant de $1,9$ nm à $2,8$ nm. Comme le montre la figure 2c, nous obtenons un bon accord entre l'efficacité calculée et l'efficacité mesurée pour un coefficient non linéaire γ de $46\,000\text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ et une dispersion D de -300 ps/km-nm .

Nous utilisons la même configuration expérimentale (Fig. 1c) pour une expérience de conversion de longueur d'onde à $42,7$ GHz. La figure 1a (encart inférieur) décrit le montage permettant de générer le signal à $42,7$ GHz. Une horloge optique à $42,7$ GHz est générée à 1535 nm avec un modulateur LiNbO_3 et est injectée dans une diode laser à bâtonnets quantiques à modes bloqués [8]. Le signal est ensuite amplifié et traverse un filtre accordable de 3 nm centré à 1550 nm. La largeur à mi-hauteur des impulsions est de 5 ps à l'entrée de la fibre chalcogénure.

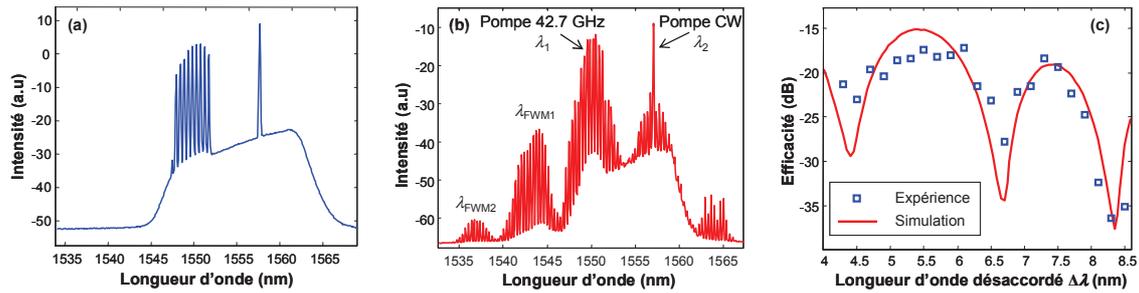


Fig. 3: (a) Spectre du signal continu et du signal à $42,7$ GHz à l'entrée de la fibre AsSe; (b) Spectre en sortie de fibre AsSe et (c) efficacité du premier ordre du FWM en fonction du désaccord $\Delta\lambda$.

La puissance totale moyenne à la sortie de l'atténuateur variable (VA) est de $33,1$ mW avec une puissance du signal continu de $12,6$ mW. Compte tenu des pertes de couplage, la puissance moyenne injectée dans la fibre AsSe est de $13,2$ mW. La figure 3a montre le spectre juste avant la fibre AsSe. A la sortie de la fibre AsSe, le spectre fait apparaître les ondes Stokes et anti-Stokes du FWM jusqu'au deuxième ordre (Fig. 3b). L'efficacité du second ordre est de -36 dB. La Fig. 3c montre l'efficacité du FWM mesurée et sa courbe simulée. Pour un désaccord $\Delta\lambda = 6,1$ nm, une efficacité de FWM de $-17,5$ dB est atteinte.

CONCLUSION

Nous avons présenté une nouvelle fibre optique en verre de chalcogénure à cœur suspendu avec un coefficient non-linéaire de $46\,000\text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ et une atténuation de $0,9$ dB/m. Cette fibre, d'une longueur de 1 m, présente un cœur élargi à $5\ \mu\text{m}$ à ces deux extrémités, facilitant ainsi l'injection du signal. Avec cette fibre, nous avons réalisé des expériences de conversion de longueur d'onde à base de FWM à 10 GHz et $42,7$ GHz. Des efficacités de FWM de $-5,6$ dB à 10 GHz et $-17,5$ dB à $42,7$ GHz ont été obtenues.

REFERENCES

- [1] B. J. Eggleton et al, "Chalcogenide photonics", Nature photon. **5**, pp. 141-148 (2011).
- [2] J.A. Savage et al, "Chalcogenide glasses transmitting in the infrared between 1 and $20\ \mu\text{m}$ ", Infrared Physics **5**, pp. 195-204 (1965).
- [3] T. M. Monro et al, "Chalcogenide holey fibres", Electronics Lett. **36** (24), pp. 1998-2000 (2000).
- [4] Q. Coulombier et al, "Casting method for producing low-loss chalcogenide micro-structured optical fibers", Opt. Express **18**, pp. 9107-9112 (2010).
- [5] D. M. Nguyen et al, "Demonstration of nonlinear effects in an ultra-highly nonlinear AsSe suspended-core Chalcogenide fiber", IEEE Photon. Technol. Lett. **22** (24), pp. 1844-1846 (2010).
- [6] M. D. Pelusi et al, "Wavelength conversion of high-speed phase and intensity modulated signals using a highly nonlinear Chalcogenide glass chip", IEEE Photon. Technol. Lett. **22** (1), pp. 03-05 (2010).
- [7] M. Thual et al, "Contribution to research on Micro-Lensed Fibers for Modes Coupling", Fiber and Integr. Opt. **27** (6), pp. 532-541 (2008).
- [8] M. Costa e Silva et al, " 4×170 Gbit/s DWDM/OTDM transmission using only one quantum dash fabry perot mode-locked laser", in Proc. ECOC, paper. We.6.C.2 (2010).

INSTABILITE MODULATIONNELLE DANS UNE FIBRE OPTIQUE PRESENTANT UN PROFIL PERIODIQUE DE DISPERSION

Maxime Droques, Alexandre Kudlinski, Géraud Bouwmans, Laurent Bigot, Benoit Barviau, Arnaud Mussot.

PhLAM/IRCICA, Université Lille1, CNRS UMR8523/USR3380, 59658 Villeneuve d'Ascq, France

droques@phlam.univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Nous rapportons la première démonstration expérimentale du processus d'instabilité modulationnelle dans une fibre optique microstructurée présentant un profil sinusoïdal de dispersion. La périodicité de la dispersion permet la génération de multiples bandes de fréquences. Les résultats obtenus sont en excellent accord avec les prédictions théoriques.

MOTS-CLEFS : *instabilité modulationnelle ; dispersion à profil périodique ;*

INTRODUCTION

Le processus d'instabilité modulationnelle (IM) se traduit par l'amplification de bandes de fréquence centrées autour de la pompe, pour lesquelles les effets linéaires et non linéaires se compensent parfaitement. Dans une fibre monomode et isotrope, cette compensation est réalisée naturellement en travaillant en zone de dispersion de vitesse de groupe (DVG) anormale ($\beta_2 < 0$) ou normale ($\beta_2 > 0$) avec une courbure de dispersion négative ($\beta_4 < 0$) dans ce dernier cas [1]. Dans d'autres situations, il est indispensable de disposer d'un degré de liberté supplémentaire pour contrebalancer le terme de déphasage non-linéaire. C'est ce que nous rapportons dans cette communication en utilisant une fibre optique microstructurée (FOM) dont le profil de dispersion est modulé périodiquement. Nous démontrons que plusieurs bandes de fréquence sont amplifiées sur une large gamme spectrale (10 bandes de fréquences sur 10 THz dans notre cas).

THEORIE

La propagation d'une onde lumineuse dans une FOM présentant un profil de dispersion périodique se modélise, dans une première approximation, par l'équation de Schrödinger non-linéaire (ESNL) suivante :

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} [\beta_2^{\text{av}} + \beta_2^{\text{fl}}(z)] \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \gamma |A|^2 A \quad (1)$$

A représente l'amplitude temporelle du champ électrique, γ le coefficient non-linéaire de la FOM. Dans notre cas, la DVG est écrite par β_2^{av} , sa valeur moyenne et $\beta_2^{\text{fl}}(z)$, la variation périodique autour de cette valeur. Cette périodicité constitue le critère original et innovant de notre étude et entraîne l'apparition de nouvelles fréquences fondamentales d'IM qui résonnent dans ce réseau de dispersion. En effet, la relation d'accord de phase s'écrit alors : $\beta_2^{\text{av}} \Delta \omega^2 + 2\gamma P_0 = K \cdot p$, avec P_0 la puissance de pompe, $K=2\pi/L_{\text{fibre}}$ avec L_{fibre} la période de modulation et p un entier. La position spectrale des fréquences vérifiant cette relation s'écrit alors : $\Omega_{\text{MI}} = \pm \sqrt{\frac{pK - 2\gamma P_0}{\beta_2^{\text{av}}}}$ (2) [2-4]. Elles correspondent aux valeurs maximales du gain paramétrique obtenu à partir de l'analyse de stabilité linéaire de l'Eq. (1). Dans ces conditions, le spectre est composé de plusieurs composantes spectrales discrètes (dues au terme entier p) ce qui diffère fortement d'un spectre conventionnel d'IM obtenu dans une fibre uniforme. Notons qu'on retrouve la position des maxima des bandes d'IM classique dans le cas où p est nul.

RESULTATS

Nous avons fabriqué une FOM d'une longueur de 120 m avec une période de modulation de 10 m. La Fig. 1-(a) représente la variation sinusoïdale de la longueur d'onde de dispersion nulle (λ_0) en fonction de la longueur de fibre. Cette géométrie particulière est obtenue en contrôlant la valeur du diamètre extérieur de la fibre au cours du tirage (12 % de modulation crête à crête). Les paramètres de la FOM (période spatiale, dispersion moyenne et amplitude de modulation) ont été optimisés dans le but de pouvoir observer clairement ce phénomène. Les Figs. 1-(b) et (c) représentent les photos obtenues au microscope électronique à balayage (MEB) de la coupe transverse de la FOM correspondant aux zéros de DVG extrêmes ($\lambda_0^{\max} = 1101.5$ nm et $\lambda_0^{\min} = 1072.2$ nm).

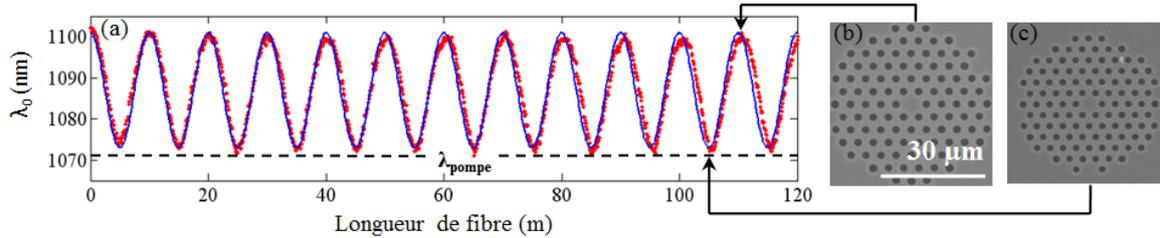


Fig. 1 : (a) Evolution de la longueur d'onde de dispersion nulle en fonction de la longueur de fibre obtenue à partir des mesures du diamètre extérieur de la FOM durant le fibrage (points rouges). La courbe bleue correspond au profil idéal utilisé lors des simulations numériques. Les photos MEB de la FOM correspondant aux valeurs extrêmes de ce paramètre sont représentées en (b) et (c).

Nous avons utilisé une pompe polarisée linéairement, émettant des impulsions carrées de 2 ns de largeur, limitées par la transformée de Fourier, centrées à 1072 nm et de 20 W de puissance crête (MANLIGHT). Il est important de remarquer qu'elle se situe en zone de DVG normale sur toute la longueur de la fibre (ligne pointillée sur la Fig. 1(a)).

La Fig. 2-(a) montre l'évolution expérimentale des bandes d'IM (échelle logarithmique) en fonction de la longueur de propagation obtenue avec une expérience de découpes successives. Nous pouvons remarquer l'émergence croissante de 10 bandes de fréquence distinctes au cours de la propagation. Afin de valider ces résultats expérimentaux, nous avons intégré l'Eq. (1) en nous basant sur la méthode de Fourier itérative (Split-Step Fourier). Dans le but de réaliser les simulations numériques les plus réalistes possible, nous avons pris en compte les termes de dispersion du 3^{ième} et 4^{ième} ordre ($\beta_3^{av} = 6,69 \times 10^{-41}$ s³/m et $\beta_4^{av} = -1.09 \times 10^{-55}$ s⁴/m), l'effet Raman ($f_R = 0.18$) et les pertes linéiques ($\alpha = 13$ dB/km) de la FOM. Les résultats sont exposés sur la Fig. 2-(b) avec le même type de représentation que celle de la Fig. 2-(a) afin de faciliter les comparaisons. L'accord entre l'expérience et les résultats numériques est excellent et nous pouvons d'autant mieux l'apprécier sur les Fig. 2-(c) et (d) sur lesquelles les spectres de sortie (expérimental et numérique) sont représentés. Nous pouvons remarquer que la position spectrale des bandes fondamentales d'IM est quasiment-identique pour l'expérience et les simulations numériques. De plus, nous avons calculé les valeurs théoriques de la position spectrale de chacun de ces ordres à partir de l'Eq. (2). Ces valeurs sont représentées par des lignes pointillées sur les Fig. 2-(c) et (d) et nous nous sommes limités aux 5 premiers ordres par soucis de clarté ($p = +1$ à $+5$). On constate que ces prédictions analytiques sont en excellent accord avec les résultats expérimentaux et numériques.

Il est important de noter que toutes les composantes spectrales représentent des bandes d'IM fondamentales et ne correspondent pas à de simples harmoniques issues du processus de battement entre les lobes d'IM fondamentaux et la pompe, habituellement observé avec une fibre uniforme. Dans notre cas, nous pouvons observer nettement qu'en travaillant en régime normal de DVG et qu'en disposant d'un profil de dispersion sinusoïdal, il est possible d'obtenir un spectre d'IM composé de nombreuses composantes spectrales fondamentales (Figs. 2).

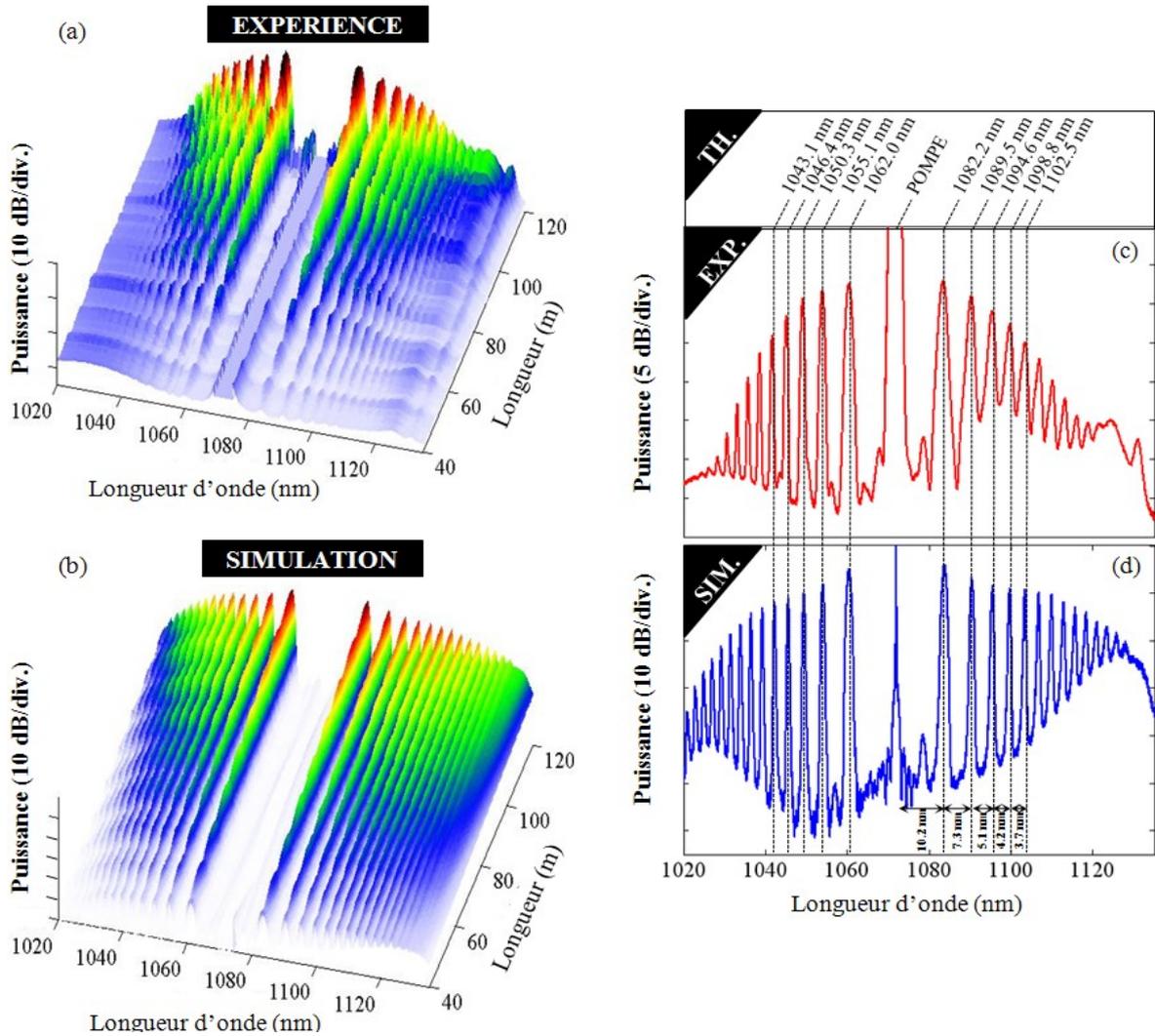


Fig. 2 : Dynamique expérimentale (a) et numérique (b) du spectre (échelle logarithmique) au cours de la propagation dans la FOM. La gamme centrale du spectre correspondant à la pompe a été supprimée pour plus de clarté. Spectre expérimental (c) et numérique (d) après 120 m de propagation dans la FOM. Les positions spectrales théoriques indiquées dans l'encart supérieur sont déduites de l'Eq. (2).

CONCLUSION

A notre connaissance, nous présentons la première démonstration expérimentale de la génération de multiples bandes d'IM fondamentales dans une FOM présentant un profil de dispersion périodique. Ces travaux peuvent conduire à l'amplification de fréquences bien spécifiques ou à la génération de peigne de fréquences.

RÉFÉRENCES

- [1] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics, 4th edition* (Academic Press, 2007).
- [2] N. J. Smith and N. J. Doran, "Characterization Modulational instabilities in fibers with periodic dispersion management," *Opt. Letters* **21**, 570-572 (1996).
- [3] F. Kh. Abdullaev, S. A. Darmanyan, A. Kobaykov, F. Lederer, "Modulational instability in optical fibers with variable dispersion," *Phys. Lett.* **A220**, 213-218 (1996).
- [4] S. Ambomo *et al.*, "Critical behavior with dramatic enhancement of modulational instability gain in fiber systems with periodic variation dispersion," *J. Opt. Soc. Am.* **B25**, 425-433 (2008).

ÉTUDE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE DE L'INFLUENCE DE LA DISPERSION D'ORDRE 3 SUR L'INSTABILITÉ DE MODULATION DISSIPATIVE

François Leo¹, Arnaud Mussot², Pascal Kockaert², Philippe Emplit¹, Marc Haelterman¹,
Majid Taki²

¹ OPERA-photonique, Université libre de Bruxelles CP 194/5; 50, Av. F.D. Roosevelt; B-1050
Bruxelles, Belgium

² PhLAM, Université de Lille 1, Bât. P5-bis; UMR CNRS/USTL 8523; F-59655 Villeneuve d'Ascq,
France

RÉSUMÉ

Dans le régime d'instabilité de modulation dissipative, les taux de répétition des trains d'impulsions générés peuvent être augmenté au-delà du THz en diminuant la dispersion de vitesse de groupe totale dans la cavité. Dans ce cas, il faut tenir compte de l'ordre de dispersion suivant dans le modèle théorique. Nous proposons ici une étude complète (analytique et expérimentale) de l'influence du troisième ordre de dispersion sur les structures modulées stables apparaissant au-delà du seuil de cette instabilité

1. INTRODUCTION

Au début des années 90, une configuration en cavité permettant la génération de trains d'impulsions stables au travers de l'instabilité de modulation dissipative a été proposée [1]. Quelques années plus tard, une implémentation expérimentale du *laser MI* a permis la génération d'un train d'impulsions à très faible fond continu avec un taux de répétition de 50 GHz [2]. Ce taux de répétition peut être augmenté en diminuant la dispersion de vitesse de groupe dans la cavité grâce à l'utilisation de fibres à dispersion décalée. Dans ce cas, l'ordre de dispersion suivant ne peut plus être négligé et doit être inclus dans l'équation décrivant l'évolution du champ intracavité (ici le modèle de champ moyen [3]). Il a été récemment montré que la dispersion d'ordre 3 induit une dérive de la structure modulée et une asymétrie spectrale [4]. Nous proposons une étude expérimentale et analytique de l'influence de la dispersion d'ordre 3 sur les composantes spectrales des structures modulées apparaissant au delà du seuil d'instabilité de modulation dissipative. En particulier nous allons nous intéresser à l'évolution en fonction de la dispersion de vitesse de groupe de l'asymétrie spectrale de la première et de la deuxième harmonique, caractérisées par les paramètres R_{1h} et R_{2h} définis à la section 3.

D'un point de vue plus fondamental, ce travail s'inscrit dans le cadre de l'étude du rôle d'une dérive dans la formation de structures dissipatives qui a été abondamment investigué dans des domaines aussi divers que l'hydrodynamique [5], la physique des plasmas [6], l'étude du trafic [7] et l'optique non linéaire [8].

2. ETUDE EXPÉRIMENTALE

Notre montage expérimental est très similaire à celui utilisé dans [2]. Il est en pratique très difficile de faire varier la pente de la dispersion de vitesse de groupe d'une fibre. Notre étude théorique (décrite plus bas) indique néanmoins que c'est le rapport entre la dispersion d'ordre 2 (DOD) et la dispersion d'ordre 3 (DOT) qui fixe la dynamique du système. Nous avons choisi de faire varier ce rapport en utilisant une fibre DSF de 100m et un petit tronçon variable de

SMF (1-6m). En modifiant la longueur de la SMF, nous pouvons modifier la DOD tout en gardant la DOT constante. Nous utilisons de plus un laser de pompe accordable qui nous permet de faire varier la longueur d'onde sur une plage de 1 nm autour de 1550 nm, nous permettant ainsi d'ajuster finement la DOD. Nous utilisons un coupleur 90/10 et les pertes totales dans la cavité sont de 22 %, ce qui correspond à une finesse de 20. Le paramètre non linéaire total vaut 2.6 (W km)^{-1} . Nous choisissons une puissance de pompe de 202 mW et fixons la longueur de fibre de façon à mesurer une puissance en sortie de la cavité de 73 mW. Ceci correspond à une puissance intracavité normalisée (décrite plus loin) $I_s = 1.04$. Le seuil de l'instabilité de modulation étant $I_s = 1$, ceci nous permettra de comparer nos mesures aux résultats analytiques de la section suivante valables uniquement dans le voisinage du seuil. Nos résultats sont représentés à la figure 1. Nous avons pris la mesure du spectre de la solution modulée pour 110 valeurs différentes de la DOD. Nous voyons que l'asymétrie spectrale évolue de manière inattendue lors de la diminution de la DOD. En particulier l'asymétrie sur la deuxième harmonique (R_{2h} , définie plus bas) augmente fortement, atteint un maximum, diminue, s'annule et s'inverse. Afin d'expliquer ce comportement, nous nous sommes intéressé à l'étude théorique de ce phénomène.

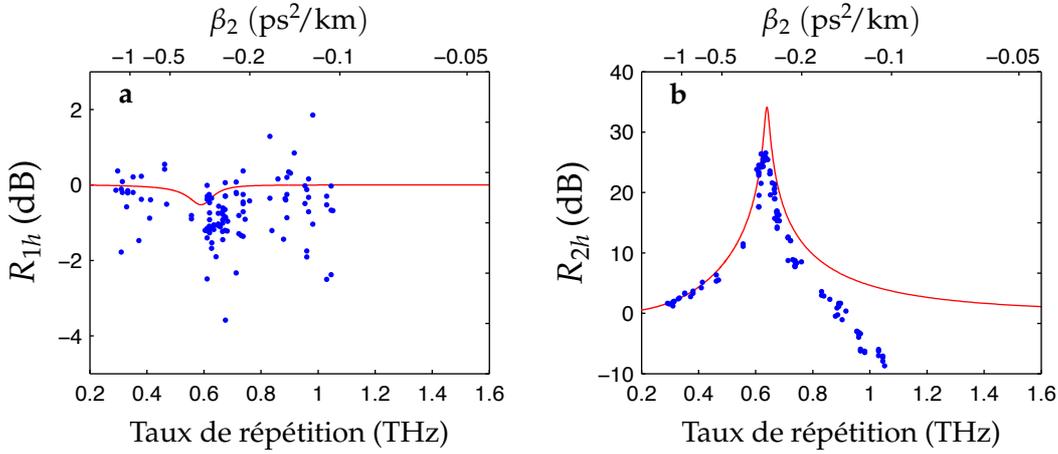


Fig. 1 : Courbes théoriques (en rouge) et expérimentales (en bleu) représentant l'évolution du rapport des puissances Stokes et anti-Stokes en fonction de la DOD pour la première harmonique (figure a) et pour la deuxième harmonique (figure b). Ce sont des moyennes sur 100 mesures.

3. ETUDE THÉORIQUE

L'évolution du champ intracavité est décrite par l'équation de champ moyen [4] :

$$\partial_t E(t, \tau) = [-1 + i(|E(t, \tau)|^2 - \Delta) - i\beta_2 \partial_\tau^2 + B_3 \partial_\tau^3] E(t, \tau) + S, \quad (1)$$

où S et E sont les enveloppes lentement variables normalisées pour le champ intracavité et la pompe, Δ est le detuning, β_2 est la DOD et B_3 est le paramètre normalisé caractérisant la DOT. Les détails sur la normalisation se trouve dans [4]. La solution stationnaire homogène E_s qui satisfait $S = [1 + i(\Delta - I_s)] E_s$, où $I_s = |E_s|^2$ est instable au-delà de $I_s = 1$. Le système évolue alors vers une solution modulée caractérisée par une fréquence $\Omega_c = \sqrt{(\Delta - 2)/\beta_2}$ et un vecteur d'onde $\kappa_c = -B_3 \Omega_c^3$. En nous limitant au 5 modes principaux, nous écrivons cette solution modulée sous la forme :

$$\psi_s(t, \tau) = D + A^+ e^{i(\Omega_c \tau + \kappa_c t)} + A^- e^{-i(\Omega_c \tau + \kappa_c t)} + C^+ e^{2i(\Omega_c \tau + \kappa_c t)} + C^- e^{-2i(\Omega_c \tau + \kappa_c t)}. \quad (2)$$

Nous caractérisons l'asymétrie spectrale à l'aide des paramètres $R_{1h} = |A^-|^2 / |A^+|^2$ et $R_{2h} = |C^-|^2 / |C^+|^2$. Ceux-ci peuvent être calculé analytiquement au voisinage du seuil de l'instabilité

à l'aide d'un développement multi-échelle [9, 10]. Nos résultats sont présentés à la figure 1 et comparés aux mesures expérimentales. Nous y remarquons un très bon accord. En particulier, l'importante résonance au niveau de l'asymétrie de la deuxième harmonique est très bien reproduite. Nous voyons néanmoins un gros écart entre la théorie et l'expérience pour des DOD au-delà de $-0.2 \text{ ps}^2/\text{km}$. Ceci provient de la validité limitée de l'équation 1. En effet, dans le cadre du modèle de champ moyen, toutes les résonances du système sont fusionnées et décrites par une lorentzienne unique. Ceci est valable si toutes les contributions à la phase accumulée par le champ pendant un tour de cavité sont petites devant 2π . Ce n'est plus le cas pour les très faibles DOD car la contribution de la DOT à la phase accumulée devient très grande. Les harmoniques du systèmes atteignent alors les résonances voisines, non décrites par le modèle théorique. Nous avons pu vérifier nos explications à l'aide de simulations du modèle complet composé de l'équation de Schrodinger non linéaire et des conditions aux limites périodiques (voir eq 1-2 de [4]). Les résultats (non représentés ici) montrent des pics secondaires dans la courbe d'évolution de l'asymétrie R_{2h} , démontrant ainsi l'influence des résonances voisines dans la dynamique du système.

4. CONCLUSION

Nous avons étudié l'influence de la dispersion d'ordre 3 sur le spectre des structures modulées stables du système. Nous avons remarqué une asymétrie spectrale très importante au niveau de la deuxième harmonique dans le voisinage du seuil de l'instabilité. L'évolution de cette asymétrie en fonction du rapport entre la DOD et la DOT affiche une résonance importante. Nous avons été capable de la calculer analytiquement et de la mettre en évidence expérimentalement. Ce faisant, nous avons remarqué une région de paramètre où les mesures expérimentales ne sont plus expliquées par la théorie et avons pu expliquer cette différence par la validité limitée du modèle théorique utilisé.

5. REMERCIEMENTS

Ce travail a été financé par le programme de recherche PAI6-10, financé BelSPO (Belgique)

6. RÉFÉRENCES

- [1] M. Haelterman, S. Trillo, and S. Wabnitz, "Dissipative modulation instability in a nonlinear dispersive ring cavity," *Optics Communications*, vol. 91, no. 5–6, pp. 401–407, Aug. 1992.
- [2] S. Coen and M. Haelterman, "Continuous-wave ultrahigh-repetition-rate pulse-train generation through modulational instability in a passive fiber cavity," *Optics Letters*, vol. 26, no. 1, pp. 39–41, 2001.
- [3] L. A. Lugiato and R. Lefever, "Spatial dissipative structures in passive optical systems," *Physical Review Letters*, vol. 58, no. 21, pp. 2209–2211, May 1987.
- [4] A. Mussot, E. Louvergneaux, N. Akhmediev, F. Reynaud, L. Delage, and M. Taki, "Optical fiber systems are convectively unstable," *Physical Review Letters*, vol. 101, no. 11, 2008.
- [5] P. Huerre and P. A. Monkewitz, "Local and global instabilities in spatially developing flows," *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 22, no. 1, pp. 473–537, 1990.
- [6] R. J. Briggs, *Electron-Stream Interaction with Plasmas*. Cambridge, MA : MIT press, 1964.
- [7] N. Mitarai and H. Nakanishi, "Spatiotemporal structure of traffic flow in a system with an open boundary," *Physical Review Letters*, vol. 85, no. 8, p. 1766, 2000.
- [8] E. Louvergneaux, C. Szwaj, G. Agez, P. Glorieux, and M. Taki, "Experimental evidence of absolute and convective instabilities in optics," *Physical Review Letters*, vol. 92, no. 4, 2004.
- [9] W. V. R. Malkus and G. Veronis, "Finite amplitude cellular convection," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 4, no. 03, pp. 225–260, 1958.
- [10] R. Zambrini, M. S. Miguel, C. Durniak, and M. Taki, "Convection-induced nonlinear symmetry breaking in wave mixing," *Physical Review E*, vol. 72, no. 2, 2005.

SOURCE DE LUMIERE UV GENEREE PAR MICROPLASMA MICROONDE DANS DES GUIDES D'ONDE A CŒUR CREUX

B. Debord¹, R. Jamier¹, F. Gérôme¹, C. Boisse-Laporte², P. Leprince², O. Leroy², J.-M. Blondy¹, F. Benabid^{1,3}

¹ *Xlim – UMR 6172 Université de Limoges/CNRS, 123 Avenue Albert Thomas, 87060 Limoges Cedex, France*

² *Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, UMR CNRS 8578, Université Paris-Sud, 15 rue G. Clémenceau, 91405 Orsay, France*

³ *Centre for Photonics & Photonic Materials, Department of Physics, University of Bath, Bath, BA2 7AY, UK
gerome@xlim.fr et raphael.jamier@xlim.fr*

RÉSUMÉ

Nous proposons ici la première étude expérimentale relative à la création de microplasmas microondes au sein de guides d'onde à cœur creux remplis de gaz avec des diamètres internes réduits jusqu'à 65 μm . Des longueurs d'onde ultraviolettes (UV) ont été générées puis guidées dans le cœur creux.

MOTS-CLEFS : *laser ultraviolet ; fibres microstructurées ; plasmas*

1. INTRODUCTION

Le développement de sources lasers flexibles, compactes et à bas coût, émettant dans le domaine ultraviolet (UV), est un véritable enjeu pour répondre à des besoins tels que la décontamination des eaux usées, le traitement de maladies cutanées (psoriasis, angiomes cutanés...) [1] ou encore la conversion de longueurs d'onde dans l'extrême UV via des processus optiques non linéaires. Ces applications nécessitent des dispositifs originaux donnant accès à des rayonnements UV pouvant être en particulier propagés sur une grande distance. Une solution élégante réside en l'excitation électronique d'un mélange gazeux enfermé au sein d'un guide d'onde à cœur creux comme cela a été proposé par P. W. Smith [3]. Récemment, Shi *et al.* ont observé une telle décharge électroluminescente dans un gaz maintenue dans un guide d'onde à cœur creux de diamètre interne égal à 150 μm [4]. La décharge a été créée par l'application d'un courant d'excitation longitudinal (DC) entre deux électrodes placées de part et d'autre des extrémités du guide d'onde à cœur creux. Cependant, plusieurs inconvénients sont inhérents à cette méthode d'excitation comme la corrosion des électrodes pouvant conduire à une contamination du milieu gazeux ou une forte accumulation des porteurs de charge près de la paroi interne du guide d'onde à cœur creux. Ceci rend très difficile le maintien de la décharge quand le diamètre interne du cœur creux devient inférieur à 100 μm [4]. Dans cette communication, nous proposons un autre schéma de décharge basé sur un système microonde original [5] pour générer un microplasma directement dans le cœur creux rempli de gaz d'un guide capillaire. Les avantages indéniables de cette solution sont l'absence d'électrodes pour initier le microplasma ainsi qu'un taux d'ionisation plus de 10 fois supérieur à celui obtenu avec le schéma d'excitation DC classique. De plus, il est à souligner que les extrémités du guide d'onde restent ainsi libres permettant un accès au rayonnement généré.

Dans ce papier est rapportée, au mieux de notre connaissance, la première étude expérimentale sur la génération et le maintien de microplasmas microondes dans des guides d'onde à cœur creux remplis de gaz avec des diamètres internes descendant jusqu'à 65 μm .

2. MONTAGE EXPERIMENTAL

Le dispositif d'excitation microonde utilisé ici [6] correspond à une structure coaxiale permettant la création de colonnes de microplasmas dans des guides d'onde à cœur creux remplis

d'un mélange gazeux (voir fig. 1a). Cet excitateur microonde, résonnant à une fréquence de 2,45 GHz, permet d'obtenir un couplage très efficace de l'énergie microonde vers le milieu gazeux (près de 90 %). Il est couplé à un générateur délivrant une puissance microonde pouvant aller jusqu'à 200 W. Le guide d'onde à cœur creux rempli de gaz (argon dans notre étude) est ensuite inséré au centre du résonateur microonde. La figure 1b montre le relevé du spectre émis par la colonne microplasma créée dans un guide d'onde à cœur creux rempli d'argon pour un diamètre interne $d = 100 \mu\text{m}$ et une pression $p = 2,4 \text{ bar}$. Il est à noter que d'autres raies UV peuvent être générées en changeant simplement la composition du mélange gazeux.

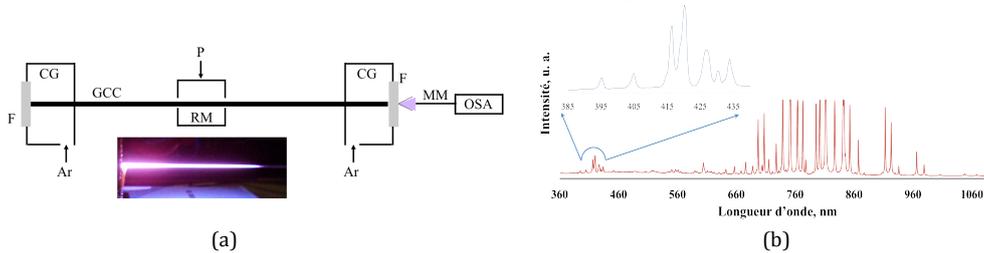


Fig. 1 : (a) schéma du banc expérimental : F : fenêtre optique, Ar : arrivée du gaz argon, GCC : guide d'onde à cœur creux ($L = 60 \text{ cm}$), P : puissance microonde incidente, RM : résonateur microonde, CG : cellules de gaz, MM : fibre multimode, OSA : analyseur de spectre optique. Insert : image d'une colonne de microplasma maintenue dans le guide d'onde à cœur creux ($d = 100 \mu\text{m}$); (b) mesure du spectre émis par le microplasma. Les raies dans le proche UV entre $\lambda = 394 \text{ nm}$ et $\lambda = 433 \text{ nm}$ sont caractéristiques de l'argon. D'autres raies UV pourraient être générées par l'excitation d'un autre mélange gazeux.

3. ETUDE EXPERIMENTALE DE MICROPLASMAS MICROONDES GENERES ET MAINTENUS DANS DES GUIDES D'ONDE A CŒUR CREUX

Quatre guides d'onde à cœur creux présentant différents diamètres internes d ont été étudiés ($d = 690 \mu\text{m}$, $d = 320 \mu\text{m}$, $d = 180 \mu\text{m}$, $d = 100 \mu\text{m}$). Pour chacun d'entre eux, le diamètre externe est fixé à $1,4 \text{ mm}$. La puissance microonde minimale P_0 nécessaire pour créer le microplasma a été relevée pour différentes pressions d'argon p . Les résultats sont résumés sur la figure 2a où la puissance microonde minimale d'amorçage P_0 est tracée en fonction du produit $p \times d$. Les courbes obtenues ont une forme parabolique et sont centrées autour de la même valeur du produit $p \times d$. Ici, cette valeur est environ égale à $0,3 \text{ bar} \cdot \text{mm}$. Il est à noter que la partie gauche du profil parabolique est plus pentue. Ceci provient d'une augmentation du libre parcours moyen des électrons quand la pression du gaz décroît.

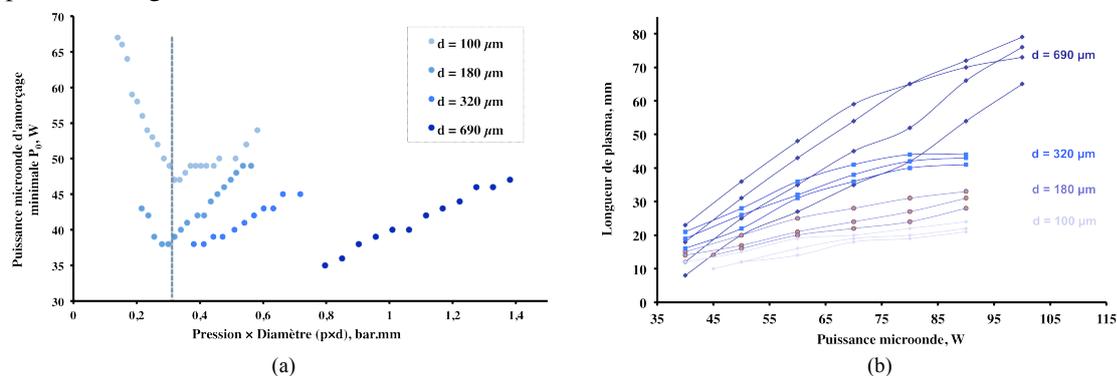


Fig. 2: (a) Relevé de la puissance microonde minimale P_0 nécessaire pour créer le microplasma en fonction du produit $p \times d$ (p variant de 1 à 5 bar). Les mesures ont été effectuées pour quatre guides d'onde à cœur creux remplis d'argon ; (b) Longueurs de plasma mesurées pour chacun des guides d'onde en fonction de la puissance microonde et pour différentes pressions.

La connaissance de p_0 (pression optimale correspondant au minimum de la courbe) permet de minimiser la puissance microonde apportée au mélange gazeux (dans le but d'éviter un

endommagement du guide du en particulier à l'augmentation de la température du plasma). Comme on peut le voir, un léger décalage de la pression du gaz remplissant le cœur creux autour de p_0 engendre une puissance microonde à fournir plus importante. De plus, plus le diamètre d décroît, plus la puissance microonde à apporter au système augmente en raison d'une adaptation non optimisée du résonateur microonde à de si faibles diamètres. La longueur de la colonne de microplasma dépend de plusieurs paramètres tels que la pression du gaz (p), le diamètre interne du guide d'onde à cœur creux (d) et de la puissance microonde (P). La figure 2b montre les longueurs de plasma mesurées en fonction de ces derniers paramètres. Des longueurs de plasma allant jusqu'à 80 mm ont été observées (non optimisées). Il est important de souligner que les microplasmas créés montrent une grande stabilité et une grande robustesse au cours du temps (des dizaines d'heures).



Fig. 3: Mesure de la distribution d'intensité observée en champ proche à l'extrémité du guide ($d = 100 \mu\text{m}$). (a) excitation avec une source de lumière blanche, (b) excitation par le plasma maintenu au sein du guide à cœur creux.

La figure 3 montre deux distributions d'intensité observées en champ proche en sortie de l'une des deux extrémités libres d'un guide d'onde à cœur creux ayant pour diamètre interne $d = 100 \mu\text{m}$. Dans le premier cas, une source de lumière blanche est injectée dans le cœur creux. Une propagation multimodale est clairement observée. Dans le second cas, seule la colonne de microplasma est maintenue dans le cœur creux. En dépit du comportement multimodal du guide d'onde, il semble que la présence du microplasma implique une excitation sélective des modes guidés, aboutissant à une répartition d'intensité quasi gaussienne.

Finalement, l'effet d'accumulation des porteurs de charge sur les parois semble être modéré ici par le schéma d'excitation original proposé. Des microplasmas ayant également été générés avec succès dans un guide d'onde à cœur creux de diamètre interne $65 \mu\text{m}$, une étude expérimentale a débuté sur la création d'un microplasma dans une fibre optique à cœur creux à maille kagomé (similaire à celle décrite dans la référence [7]) présentant un diamètre de cœur égal à $65 \mu\text{m}$.

CONCLUSION

Nous proposons ici la première étude expérimentale menée sur la création d'une colonne de microplasma microonde dans des guides d'onde optiques à cœur creux de faibles dimensions remplis d'argon. L'obtention d'une telle décharge stable et robuste, dans des cœurs creux de diamètres internes réduits jusqu'à $65 \mu\text{m}$ avec des longueurs de plasma non optimisées de 80 mm, a été démontrée. Ces résultats constituent à notre connaissance une nouvelle référence pour l'état de l'art. En outre, grâce aux caractéristiques de la source microplasma, la répartition de l'intensité lumineuse émise semble être quasi gaussienne. Cette étude ouvre la voie à la création de microplasmas microondes directement dans des fibres optiques à cœur creux pour la réalisation de sources lasers à gaz fibrés.

REFERENCES

- [1] E. N. Mostow *et al.*, Archives of Dermatology 129, 747-752 (1993)
- [2] D. Pestov *et al.*, Proc. Natl. Acad. Sci. USA 102, 14976-14981 (2005)
- [3] P. W. Smith, Applied Physics Letters 19, 132-134 (1971)
- [4] X. Shi *et al.*, Applied Physics B 91, 377-380 (2008)
- [5] M. Moisan *et al.*, IEEE Transactions on Plasma Science 3, 55-59 (1975)
- [6] M. Moisan *et al.*, US Patent n°4.049.940 (1977)
- [7] F. Couny *et al.*, Optics Letters 24, 3574-3576 (2006)

CARACTERISATION STRUCTURELLE REPARTIE A L'ECHELLE NANOMETRIQUE D'UNE FIBRE OPTIQUE MICROSTRUCTUREE PAR RESONANCE ACOUSTIQUE ET MODE HYBRIDE

Pascal Szriftgiser¹, Alexandre Kudlinski¹, Denis Bacquet¹, Géraud Bouwmans¹, Michel Dossou¹

Jean-Charles Beugnot², Vincent Laude²

¹ Laboratoire PhLAM, IRCICA, Université Lille1, UMR CNRS 8523, 59655 Villeneuve d'Ascq, France

² Institut FEMTO-ST, Université de Franche-Comté, UMR CNRS 6174, 25030 Besançon, France

Pascal.Szriftgiser@univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Grâce à un réflectomètre Brillouin vectoriel en configuration analyseur, nous observons la variation de diamètre d'une fibre optique microstructurée. Cette fibre comprend notamment une section dont le diamètre de cœur évolue linéairement de 2.14 μm à 3.57 μm sur 160 mètres. De plus, elle est très fortement dopée germanium. Cela permet d'observer par réflectométrie non seulement le mode Brillouin fondamental, mais également un mode « hybride » à plus haute fréquence. Pour ce qui est du mode fondamental, nous rapportons une dépendance très inhabituelle de la fréquence de l'onde Stokes par rapport à la valeur de l'indice optique. Le comportement des modes excités ou hybrides est encore plus riche, avec une sensibilité exaltée par rapport à la variation de la géométrie de la fibre et la présence d'anti-croisements. Ces résultats sont, de plus, en très bon accord avec les simulations numériques.

MOTS-CLEFS : *Diffusion Brillouin Stimulée, résonances acoustiques, BOTDA.*

1. INTRODUCTION

Les fibres optiques microstructurées sont un élément clé de l'optique guidée non linéaire moderne. Leur caractérisation structurelle représente un enjeu important pour le contrôle de la qualité du fibrage, ou dans de nombreuses applications telles que le contrôle de la dispersion, la génération de super-continua, les réseaux de Bragg, etc. Parallèlement, la micro-structuration induit des modifications aussi bien des propriétés optiques qu'acoustiques de ces fibres. Nous nous intéressons ici à la caractérisation structurelle de ces fibres par l'intermédiaire de la diffusion Brillouin stimulée. Pour cela, nous avons fabriqué une fibre microstructurée à diamètre variable fortement dopée germanium (réalisation IRCICA), voir figure 1. Cette fibre est caractérisée par l'intermédiaire d'un réflectomètre Brillouin en configuration analyseur, c'est-à-dire pompe-sonde. Le principe de cette technique est d'injecter une impulsion de quelques dizaines de nanosecondes dans la fibre et de mesurer par temps de vol la variation d'intensité d'une sonde continue introduite à l'autre extrémité de la fibre [1] (BOTDA, Brillouin optical time-domain analyzer). La fréquence de la sonde est désaccordée vers le rouge d'une dizaine de gigahertz. En ajustant finement le désaccord, on peut remonter à une cartographie complète du profil de gain Brillouin réparti le long de la fibre. C'est une technique qui a de nombreuses applications notamment pour des mesures de température ou de contraintes réparties. Comme la fréquence Brillouin ν_B dépend de l'indice effectif optique, on peut aussi potentiellement remonter à des informations structurelles [2, 3] :

$$\nu_B = 2n_{\text{eff}}V_a / \lambda_p. \quad (1)$$

Dans l'Eq. (1), n_{eff} est l'indice effectif optique, V_a la vitesse du phonon Brillouin du matériau considéré et λ_p la longueur d'onde de la pompe. Un autre attrait des fibres microstructurées est l'existence de modes acoustiques hybrides qui sont constitués à la fois d'une composante acoustique longitudinale et d'une composante transverse [4]. Du fait de la composante longitudinale, ces modes vont être accessibles à un BOTDA et donc à des mesures réparties. Du fait de la composante transverse de ces modes, on peut espérer (et c'est ce que nous vérifions) une très grande sensibilité à la géométrie de la fibre. L'onde Stokes diffusée par ces modes hybrides est toutefois beaucoup moins intense que dans le cas habituel des modes majoritairement longitudinaux. Pour les observer dans de bonnes conditions, nous avons développé une configuration vectorielle du BOTDA qui a l'avantage de présenter une très grande dynamique (près de 60 dB) et de fournir également des spectrogrammes de phase en plus de ceux plus traditionnels d'intensité [5].

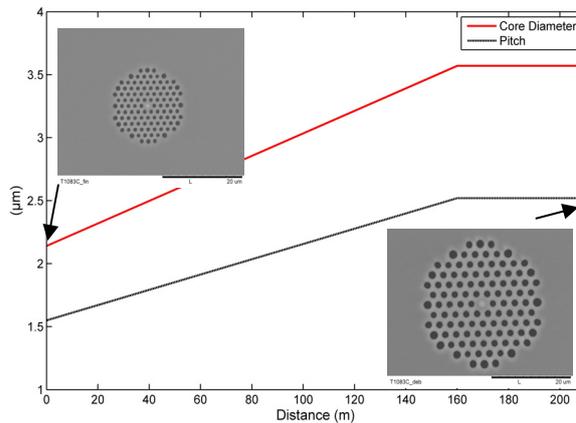


Fig. 1 : Représentation schématique du diamètre et du pas du réseau (pitch) de la fibre étudiée en fonction de la distance. Cette fibre comprend une section avec une variation continue et linéaire du diamètre de cœur sur une distance de zéro à 160 m. Le diamètre de cœur évolue sur cette section de 2.14 à 3.57 μm , tandis que le pas du réseau varie de 1.55 à 2.52 μm . La fin de la fibre est constituée d'une section à diamètre fixe pour servir de référence. Les deux images sont des photos MEB prises à chaque extrémité de la fibre avec la même échelle.

2. ANALYSE STRUCTURELLE

Le diagramme de gauche de la figure 2 reproduit le spectrogramme expérimental d'intensité obtenu pour cette fibre. Le diagramme de droite rapporte l'équivalent numérique évalué à partir des paramètres de la fibre. On observe un très bon accord entre ces deux spectrogrammes (aux incertitudes près sur la connaissance des paramètres de la fibre). La variation de diamètre se lit clairement sur le mode basse fréquence (la diffusion Brillouin standard). On distingue également un (ou plusieurs) modes hybrides à haute fréquence. Au moins dans le cas des grandes valeurs du pas du réseau ($> 2 \mu\text{m}$), la variation structurelle est clairement visible avec une sensibilité accrue. La situation est plus complexe pour les petites valeurs pour lesquelles l'on observe des sauts de mode avec des variations de pentes, alors que le mode fondamental reste régulier tout le long de la fibre. En fait, bien que la physique sous-jacente soit très différente, ces sauts peuvent être comparés à des anti-croisements de niveaux, comme on en observerait avec un atome soumis à un champ magnétique, par exemple. On montrera également qu'au voisinage de ces « anti-croisements », on observe une variation extrêmement abrupte de la fréquence qui pourrait avoir des applications de commutation, par exemple.

Considérons maintenant des valeurs quantitatives. D'après l'Eq. (1), on s'attend pour le mode fondamental à une variation fréquentielle ramenée à l'indice (refractive index unit, RIU) de +6.5 GHz/RIU. L'Eq. (1) est bien établie théoriquement et largement vérifiée expérimentalement. De manière surprenante, on trouve, une valeur de signe opposée plus faible en valeur absolue de -3.1

GHz/RIU, assez proche de la valeur donnée par la simulation numérique. Ceci s'explique probablement par l'évolution de la répartition de l'énergie acoustique par rapport à la zone dopée pour laquelle V_a est plus faible. Pour les modes hybrides, on observe la même anomalie de signe mais avec des sensibilités qui atteignent la valeur record de -68 GHz/RIU. Ramené au pas du réseau, cela correspond à une sensibilité de -1.8 MHz/nm, soit – si l'on considère que la résolution de l'instrument est de ~ 1 MHz – une résolution sub-nanométrique du pas du réseau.

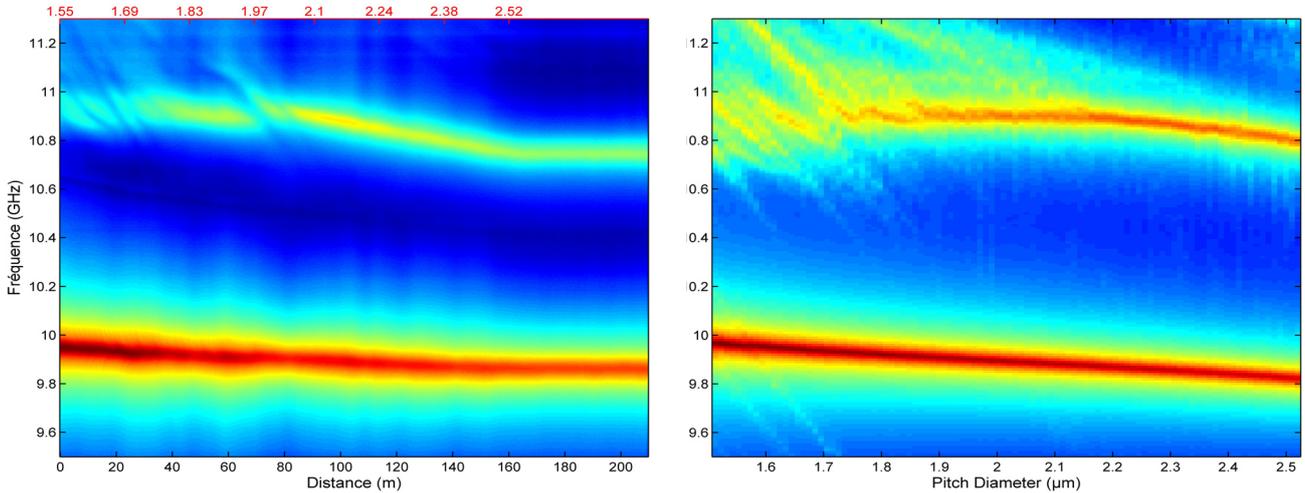


Fig. 2 : A gauche, spectrogramme d'intensité expérimental de la fibre à diamètre variable en fonction de la distance. A droite, simulation numérique correspondant à la zone de diamètre variable. Pour une meilleure comparaison entre ces deux diagrammes, la valeur du pas du réseau en fonction de la distance est donnée sur un second axe horizontal (en rouge) pour le spectrogramme expérimental.

CONCLUSION

Nous avons observé la variation structurelle d'une fibre optique microstructurée sur deux modes de nature très différentes. L'évolution des fréquences est très différente de celle attendue *a priori*. Avec dans tous les cas un sens inhabituel de la variation, nous avons soit une sensibilité atténuée, soit au contraire une sensibilité exaltée, jusqu'à un ordre de grandeur en valeur absolue comparée à l'Eq. (1). Ces différences pourraient être très utiles pour découpler les variations structurelles de déformations longitudinales ou de la température. Une telle fibre pourrait servir à terme de capteur réparti multi-grandeurs. Enfin, la variation très abrupte de la fréquence au voisinage d'un anti-croisement pourrait donner lieu à des mécanismes totalement nouveaux en opto-acoustique avec des applications à la clé de commutation ou de détecteurs à seuil ultra-sensibles.

RÉFÉRENCES

- [1] T. Horiguchi and M. Tateda, "Optical-fiber-attenuation investigation using stimulated Brillouin scattering between a pulse and a continuous wave," *Opt. Lett.* **14**, 408–410 (1989).
- [2] K. Furusawa, Z. Yusoff, F. Poletti, T. Monro, N. Broderick, and D. Richardson, "Brillouin characterization of holey optical fibers," *Opt. Lett.* **31**, 2541–2543 (2006).
- [3] B. Stiller, S. Foaleng, J. Beugnot, M. Lee, M. Delqué, G. Bouwmans, A. Kudlinski, L. Thévenaz, H. Maillotte, and T. Sylvestre, "Photonic crystal fiber mapping using Brillouin echoes distributed sensing," *Opt. Express* **18**, 20136–20142 (2010).
- [4] P. Dainese, P. St.J. Russell, N. Joly, J. C. Knight, G. S. Wiederhecker, H. L. Fragnito, V. Laude, and A. Khelif, "Stimulated Brillouin scattering from multi-GHz-guided acoustic phonons in nanostructured photonic crystal fibres," *Nat. Phys.* **2**, 388–392 (2006).
- [5] M. Dossou, D. Bacquet, and P. Szniftgiser, "Vector Brillouin optical time-domain analyzer for high-order acoustic modes," *Opt. Lett.* **35**, 3850–3852 (2010).

**INTERET DE L'HETERO-STRUCTURATION DE LA GAINÉ DANS LES FIBRES
TOUTES SOLIDES A BANDE INTERDITE PHOTONIQUE POUR LA SUPPRESSION DES
MODES D'ORDRES SUPERIEURS.**

Assaad Baz*, Laurent Bigot, Géraud Bouwmans, Yves Quiquempois

PhLAM/IRCICA, Université Lille1, CNRS UMR8523/USR3380, 59658 Villeneuve d'Ascq, France

[*assaad.baz@phlam.univ-lille1.fr](mailto:assaad.baz@phlam.univ-lille1.fr)

RESUME

Ce travail porte sur l'analyse de l'impact de la géométrie de la gainé de fibres micro-structurées toutes solides guidant par bandes interdites photoniques sur le différentiel de pertes par confinement entre les modes. Il est montré que l'utilisation d'une gainé non symétrique (hétéro-structuration) permet d'augmenter le différentiel de pertes entre le mode fondamental et les modes d'ordres supérieurs, sans dégrader les pertes du mode fondamental. Cette technique est appliquée à la réalisation de fibres à large cœur, rendues monomodes par filtrage des modes d'ordres supérieurs.

MOTS-CLEFS : *fibres micro-structurées; grande aire effective.*

1. INTRODUCTION

L'utilisation des fibres optiques pour la réalisation de lasers de moyennes et fortes puissances intéresse plusieurs domaines de l'industrie, notamment du fait de la qualité du faisceau qu'elles permettent de délivrer. Dans le domaine des très fortes puissances, des lasers à base de fibres dites « rod-types » ont été présentés depuis le début des années 2000, dépassant plusieurs kW en puissance notamment grâce aux grandes aires effectives (LMA : large mode area) qu'elles permettent d'atteindre [1]. Néanmoins, cette approche repose sur l'utilisation de fibres de quelques millimètres de diamètre, extrêmement rigides et qui s'apparentent à un milieu actif massif conduisant à des lasers peu compacts. Il existe donc un besoin pour des fibres LMA qui conservent la flexibilité propre à la géométrie fibrée. Par ailleurs, des fonctions intégrées dans la fibre active sont également recherchées, comme le filtrage spectral qui permet d'éliminer des longueurs d'onde indésirables. Dans ce but, nous étudions les potentialités offertes par les fibres micro-structurées à cœur solide guidant par bandes interdites photoniques (FMS-BIP CS) pour réaliser une fibre LMA active. Pour ces structures, l'état de l'art actuel en matière de diamètre de mode est de 36 μm pour une fibre passive et 18 μm pour une fibre active dopée Yb^{3+} [2-3].

Outre l'impact sur les pertes par courbure, les géométries LMA se caractérisent généralement par la perte du caractère monomode de la fibre. Pour palier à ce problème, Murao et al. [4] ont proposé, pour les FMS-BIP CS, de supprimer les modes d'ordres supérieurs (HOM : high order mode) grâce à une hétéro-structuration de la gainé. Cette approche séduisante, présentée en 2009, n'a été suivie par aucune démonstration expérimentale. Le travail que nous proposons ici vise à étudier théoriquement l'effet de la géométrie de l'hétéro-structuration sur l'élimination des HOMs et à juger expérimentalement de l'intérêt de cette approche.

2. CHOIX DES PARAMETRES ET RESULTATS DE LA SIMULATION

Le début de notre étude est consacré aux FMS-BIP CS passives LMA afin de mettre en évidence l'effet de l'hétéro-structuration sur le différentiel de pertes entre le mode fondamental et le premier HOM. Afin de réaliser une fibre LMA fonctionnant autour de 1 μm (gamme de longueur d'onde d'émission et d'absorption de Yb^{3+}), nous avons utilisé une structure fonctionnant dans la 3^{ème} BIP et dont les paramètres opto-géométriques sont les suivants :

- distance entre les inclusions de haut indice égale à 9.25 μm et diamètre des inclusions égal à 7.3 μm

- cœur obtenu par omission de 7 inclusions au centre de la micro-structuration
- inclusions de silice dopée germanium à profil d'indice parabolique, présentant une différence d'indice maximale par rapport à la silice de 3.10^{-2}

Par ailleurs, afin de juger de l'effet de la géométrie de l'hétéro-structuration sur les pertes différentielles entre le mode fondamental et le premier HOM, nous avons modélisé, grâce à la méthode des éléments finis, les pertes par confinement de quatre FMS-BIP CS dont les inclusions sont identiques mais dont l'agencement de ces dernières est différent. Les différentes géométries testées sont représentées schématiquement en encart des Fig. 1a) (structure homogène), Fig. 1b) (structure proposée dans [4]), Fig. 1c) et Fig. 1d) (géométries originales développées dans cette étude).

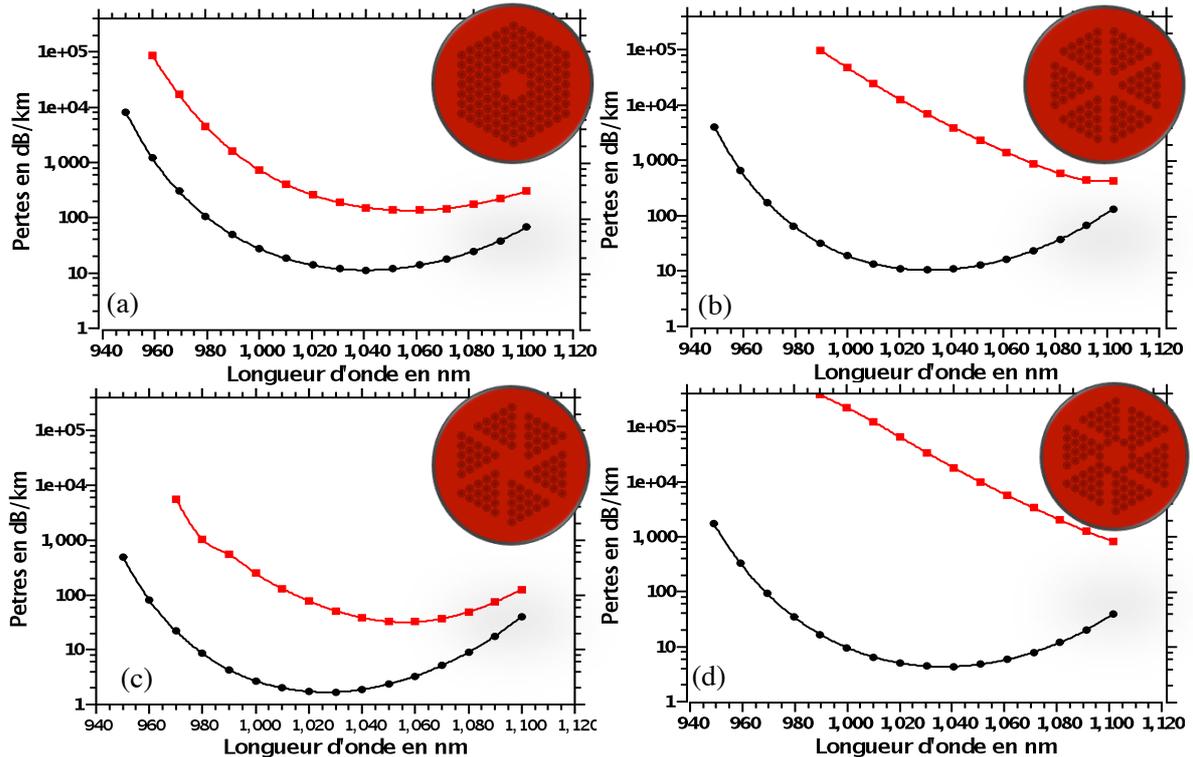


Fig. 1 : Résultats numériques montrant l'effet de l'hétéro-structuration sur les pertes par confinement du mode fondamental (en noir) et du premier HOM (en rouge) dans la 3^{ème} BIP. Les géométries testées sont représentées en encart, les inclusions de haut indice étant représentées en gris

La Fig. 1 montre que les pertes par confinement et le différentiel de perte entre le mode fondamental et le premier HOM dépendent de la géométrie des inclusions de la gaine. Nous remarquons ainsi que les géométries testées en Fig. 1b) et Fig. 1d) offrent un meilleur différentiel de pertes à 1060 nm (respectivement 82.7 et 955.7) que la structure homogène (9.76). La géométrie originale proposée en Fig. 1d) permet également de diminuer les pertes du mode fondamental.

3. FABRICATION D'UNE FMS-BIP HETERO-STRUCTUREE AVEC UN LARGE CŒUR MONOMODE

Sur la base des résultats précédents, nous avons réalisé une première fibre avec une géométrie similaire à celle présentée en Fig. 1d). La FMS-BIP CS fabriquée présente un diamètre externe de 157 μm et un diamètre de cœur (défini comme la distance entre deux inclusions diamétralement opposées) de 26 μm . Une coupe transverse de la réalisation est présentée Fig. 2a). Un spectre de transmission de cette fibre, enregistré avec une source supercontinuum et un analyseur de spectre optique, est présenté Fig. 2b) et met en évidence le guidage par BIPs, avec la 3^{ème} BIP centrée autour de 1 μm (Fig. 2b)). La répartition modale en sortie de fibre est analysée en projetant l'image de la sortie de fibre sur le capteur d'une caméra IR. En filtrant à 1050 nm la

lumière transmise par 60 cm de fibre, nous n'observons pas de HOM, ce qui tend à montrer l'intérêt de l'hétéro-structuration. Le diamètre moyen du mode fondamental à cette longueur d'onde (pris à $1/e^2$) est de $19.9 \mu\text{m}$ (Fig. 3a)).

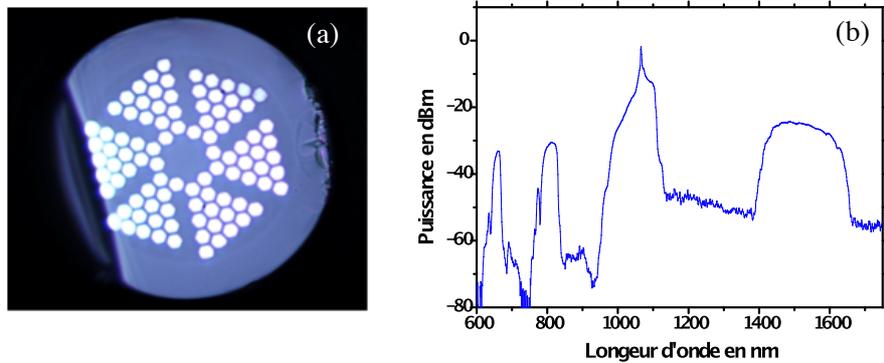


Fig. 2 : a) Image de la FMS-BIP CS hétéro-structurée réalisée, prise par microscope optique et b) spectre de transmission enregistré à l'aide d'une source supercontinuum sur un tronçon de 60 cm.

Pour tester l'intérêt de ce concept pour des larges cœurs, la même géométrie de fibre a été fibrée à plus grand diamètre de manière à centrer la 4^{ème} BIP autour de $1 \mu\text{m}$. Le diamètre du cœur est alors de $31.1 \mu\text{m}$. Là encore, la fibre semble monomode dans les conditions d'utilisation et possède un diamètre du mode fondamental de $26.2 \mu\text{m}$ à 1050 nm (Fig. 3b)).

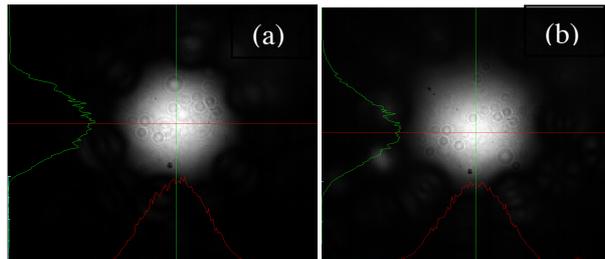


Fig. 3 : a) Image, à 1050 nm , du mode en sortie de 60 cm d'une FMS-BIP hétéro-structurée fonctionnant dans la 3^{ème} BIP et b) image de mode de la même structure fonctionnant dans la 4^{ème} BIP, toujours à 1050 nm .

CONCLUSION

L'hétéro-structuration de la gaine a démontré la possibilité d'obtenir une FMS-BIP CS quasi-monomode à large diamètre de mode (plus de $26 \mu\text{m}$). Ce résultat préliminaire, bien que ne représentant pas un record, ouvre des perspectives intéressantes quant à la réalisation de fibres micro-structurées pour les lasers de puissance. D'autres géométries sont en cours d'étude et de réalisation et seront présentées lors de la conférence.

REFERENCES

- [1] N. Deguil-Robin, J. Limpert, I. Manek-Hönninger, F. Salin, A. Liem, T. Schreiber, F. Röser, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, C. Jakobson, "Rod-Type Fiber Laser," in *Advanced Solid-State Photonics, Technical Digest 2005*
- [2] O.N. Egorova, D.A. Gaponov, N.A. Harchenko, A.F. Kosolapov, S.A. Letunov, A.D. Pryamikov, S.L. Semjonov, E.M. Dianov, "All-Solid Photonic Bandgap Fiber with Large Mode Area and High Order Modes Suppression", *CLEO, 2008*
- [3] O.N. Egorova, S.L. Semjonov, A.F. Kosolapov, V.V. Velmiskin, A.D. Pryamikov, A.S. Biriukov, M.Y. Salganskii, V.F. Khopin, M.V. Yashkov, A.N. Gurianov, E.M. Dianov. "Large Mode Area Single-Mode Ytterbium Doped All-Solid Photonic Bandgap Fiber", *ECOC, 2009*
- [4] T. Murao, K. Saitoh, T. Taru, T. Nagashima, K. Maeda, T. Sasaki, M. Koshiba. "Bend-Insensitive and Effectively Single-Moded All-Solid Photonic Bandgap Fibers with Heterostructured Cladding", *ECOC, 2009*

UTILISATION DE FIBRES A BANDE INTERDITE PHOTONIQUE 2D POUR LA STABILISATION THERMIQUE D'UN OSCILLATEUR OPTO-ÉLECTRONIQUE

Guillaume Beck¹, Laurent Bigot¹, Géraud Bouwmans¹, Alexandre Kudlinski¹, Marc Douay¹, Jean-Pierre Vilcot²

¹ Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, UMR 8523, IRCICA, Campus CNRS Haute Borne, Université Lille 1, 59658 Villeneuve d'Ascq, France

² Institut d'Electronique, de Microélectronique, et de Nanotechnologie, UMR 8520, Université Lille 1, Avenue Poincaré, 59652 Villeneuve d'Ascq, France

guillaume.beck@phlam.univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Notre étude porte sur l'analyse de la dépendance thermique du temps de propagation dans différents types de Fibres Micro-Structurées (FMS) afin de stabiliser thermiquement un Oscillateur Opto-Electronique (OOE). Dans ce but, nous avons associé des mesures de la variation thermique de la fréquence de cet oscillateur à un modèle théorique et des simulations numériques. Nous montrons que, alors que la présence d'air dans des FMS air/silice à cœur plein n'a que peu d'intérêt, elle permet une nette diminution de la variation thermique du temps de propagation dans le cas de FMS air/silice à cœur creux. Outre l'effet du matériau, nous montrons que cette diminution est liée au guidage par Bande Interdite Photonique (BIP), propriété également exploitée dans une FMS toute solide guidant par BIP.

MOTS-CLEFS : *Oscillateur Opto-électronique ; fibres micro-structurées ; stabilité thermique.*

1. INTRODUCTION

L'OOE permet la génération d'ondes hyperfréquences de grande pureté spectrale. Ce dispositif présente un intérêt dans divers champs d'applications tels que les télécommunications, la géolocalisation ou la radioastronomie. Cependant, sa sensibilité à la température, comme pour d'autres dispositifs fibrés, est un point pénalisant pour sa stabilité à long terme.

La fréquence générée par un OOE étant liée au temps de propagation dans une ligne à retard fibrée, sa sensibilité à la température est liée à celle des propriétés de guidage de la fibre. Les différentes études de stabilité thermique d'un OOE utilisant des fibres conventionnelles [2-4] rapportent une variation thermique du temps de propagation de l'ordre de la dizaine de ppm/K (partie par million par degré). Néanmoins, il existe un certain désaccord sur les valeurs exactes obtenues qui s'étendent de 8 ppm/K à 12 ppm/K. En outre, partant du principe que la variation thermique de l'indice de réfraction de l'air est plus faible que celle de la silice, des études ont été menées sur des FMS dont la structure guidante est composée d'air. Ainsi, il a été conclu [4] que des FMS air/silice à cœur solide permettraient de ramener cette variation à 4,7 ppm/K. Plus récemment [5], une variation thermique relative négative a été rapportée pour des FMS air/silice à cœur creux guidant par BIP. Certains de ces résultats étant contradictoires, nous avons donc cherché à les reproduire expérimentalement et à les expliquer par un modèle théorique prenant en compte les déformations thermiques, effets photo-élastiques et modifications de la polarisabilité.

2. ETUDE THEORIQUE DE LA VARIATION THERMIQUE DE TEMPS DE PROPAGATION

Les résultats obtenus par simulations numériques pour des fibres conventionnelles et des FMS air/silice à cœur plein (Figure 1a) indiquent une dépendance thermique de l'indice de groupe n_g quasiment égale à celle d'une onde plane se propageant dans un milieu identique à celui constituant le cœur. A celle-ci s'ajoute la variation thermique de la longueur de fibre optique estimée à 20% de

la variation totale et caractérisée par le coefficient d'expansion thermique, α_{lg} , prenant en compte les différents matériaux (silice et polymère). Ainsi, malgré la présence d'air et son effet sur le guidage, les variations thermiques relatives d'indice sont induites essentiellement par le matériau constituant le cœur de la fibre optique. Ceci s'oppose donc à la conclusion préalable de l'intérêt des FMS air/silice cœur plein.

Parallèlement, les résultats obtenus dans le cas de fibres guidant par BIP montrent que la dépendance thermique de l'indice de groupe est plus complexe et se trouve notablement modifiée par le mécanisme de guidage (Figure 1b). Ainsi, nous observons que les fortes dispersions d'indice de phase présentes sur les bords de la BIP (couplage vers les inclusions de haut indice formant la micro-structure) permettent une diminution (bord haut de la BIP) ou une exacerbation (bord bas de la BIP) de cette variation thermique. Ceci entraîne une dépendance spectrale de la variation thermique relative d'indice de groupe liée au processus de guidage.

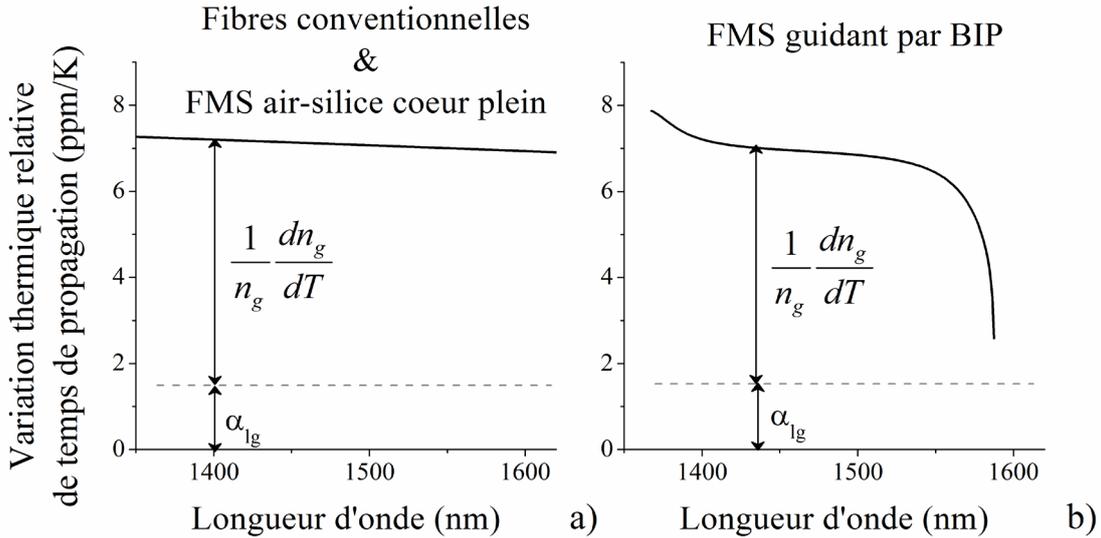


Fig. 1 : Résultats numériques de la variation thermique relative du temps de propagation de fibres conventionnelles et de FMS air/silice à cœur plein (a) et d'une FMS-BIP toute solide (b). La variation thermique de l'indice de réfraction de la silice est issue des données expérimentales de J. Matsuoka [6].

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX DE LA VARIATION THERMIQUE DE TEMPS DE PROPAGATION

Le principe de l'OOE, schématisé Figure 2a, repose sur l'auto-modulation d'une source optique par le biais d'une ligne à retard optique [1]. La fréquence d'oscillation, F_{OOE} , générée par cet oscillateur, est proportionnelle au temps de parcours (τ) dans cette ligne à retard, constituée d'une partie fibrée (τ_{Fibre}), majoritaire, et d'une partie électronique (τ_{Elec}). Si l'on s'intéresse uniquement à la partie fibrée, la variation thermique relative de F_{OOE} s'exprime comme la somme de deux termes : un premier relatif à l'indice de groupe du mode guidé et un second rattaché au coefficient d'expansion thermique longitudinal de la fibre optique :

$$\left(1 + \frac{\tau_{Elec}}{\tau_{Fibre}}\right) \frac{1}{F_{OOE}} \frac{dF_{OOE}}{dT} = \frac{1}{\tau_{Fibre}} \frac{d\tau_{Fibre}}{dT} = \frac{1}{n_g} \frac{dn_g}{dT} + \alpha_{lg} \quad \text{avec} \quad \frac{dn_g}{dT} = \frac{dn_\phi}{dT} - \lambda \frac{d^2 n_\phi}{dT d\lambda}$$

Dans le cas des fibres conventionnelles et des FMS air/silice à cœur solide (voir Figure 2b), la variation expérimentale est de l'ordre de 7,4 ppm/K. Cette valeur se trouve corroborée par les résultats de l'étude théorique et numérique présentés précédemment (voir Figure 1a). Dès lors, nous expliquons l'écart avec les résultats antérieurs par des erreurs de mesures pouvant être induites soit par des changements de modes d'oscillation de l'OOE, soit par l'influence de la dilatation de la bobine sur laquelle est enroulée la fibre optique.

Les résultats obtenus avec une FMS à cœur solide guidant par BIP (Figure 2b) mettent en évidence expérimentalement la dépendance spectrale de la variation thermique du temps de

propagation, comme prévu théoriquement. Cette FMS étant testée au voisinage du bord haut de la BIP, elle montre une valeur inférieure à celle des fibres conventionnelles.

Dans le but de diminuer de façon plus importante la variation thermique relative de temps de propagation, nous nous sommes intéressés aux FMS air/silice à cœur creux (fibres dites « Hollow-Core ») guidant par BIP. Ces fibres permettent d'associer l'influence du guide sur la variation thermique d'indice de groupe à un cœur d'air pour lequel la variation thermique d'indice de réfraction est proche de zéro. L'étude numérique ainsi que la réalisation de ce type de fibres optiques, effectuée au sein du laboratoire, étant en cours, nous présentons les premiers résultats obtenus pour une FMS-BIP à cœur creux testée au centre de la BIP. La variation thermique relative de temps de propagation est estimée à moins de 1 ppm/K (Figure 2b). Ceci indique une compensation de l'effet du coefficient d'expansion thermique de la fibre optique par la variation thermique d'indice de groupe. Il est alors possible d'envisager, en utilisant des FMS à cœur creux dans la partie haute de BIP, une stabilisation thermique passive de l'ensemble de l'OOE contrecarrant même la variation thermique induite par la partie électronique.

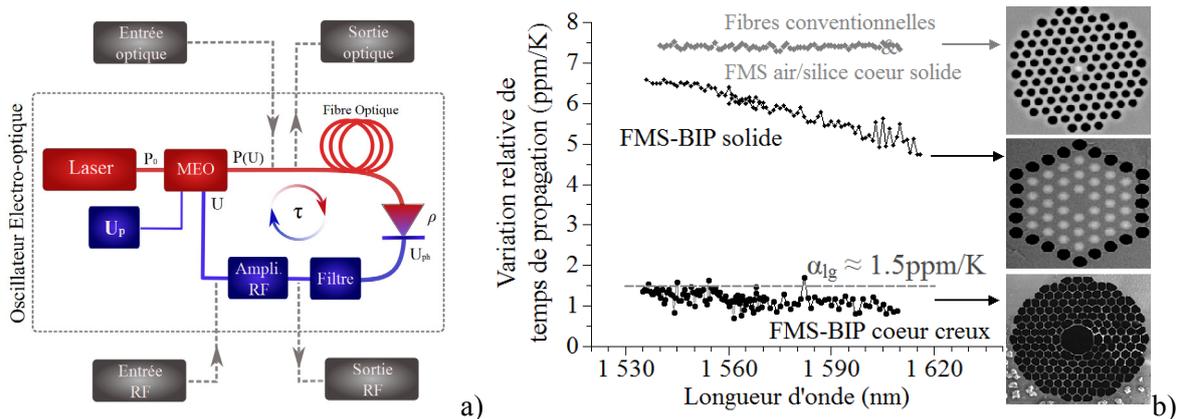


Fig. 2 : Schéma de l'Oscillateur Opto-Electronique (a) dont le principe repose sur la modulation d'un Modulateur Electro-Optique (MEO) par le signal issu d'une boucle à retard optique. (b) Résultats expérimentaux de la variation thermique relative du temps de propagation pour différentes fibres optiques.

CONCLUSION

L'étude de la variation thermique de temps de propagation dans des fibres optiques nous a permis de montrer l'intérêt de FMS guidant par BIP pour la stabilisation d'un OOE. L'utilisation de FMS à cœur creux combinant la propagation dans un milieu de faible variation thermique de l'indice de réfraction et le guidage par BIP permet d'envisager une compensation passive de l'ensemble de la ligne à retard rentrant dans la constitution d'un OOE.

REFERENCES

- [1] A. Neyer et E. Voges, "Dynamics of electrooptic bistable devices with delayed feedback", *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 18, no. 12, p. 2009-2015, 1982.
- [2] X. S. Yao et L. Maleki, "High frequency optical subcarrier generator", *Electronics Letters*, vol. 30, no. 18, p. 1525-1526, 1994.
- [3] D. Eliyahu, K. Sariri, A. Kamran, et M. Tokhmakhian, "Improving short and long term frequency stability of the opto-electronic oscillator", in *Frequency Control Symposium and PDA Exhibition, 2002. IEEE International*, 2002, p. 580-583.
- [4] M. Kaba et al., "Improving thermal stability of opto-electronic oscillators", *Microwave Magazine, IEEE*, vol. 7, no. 4, p. 38-47, 2006.
- [5] A. S. Daryoush, "Thermal sensitivity of photonic crystal fibers in opto-electronic oscillators", *The Journal of China Universities of Posts and Telecommunications*, vol. 16, no. 4, p. 1-6, 2009.
- [6] J. Matsuoka, N. Kitamura, S. Fujinaga, T. Kitaoka, et H. Yamashita, « Temperature dependence of refractive index of SiO₂ glass », *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 135, no. 1, p. 86-89, oct. 1991.

**AMPLIFICATION A HAUTE ENERGIE PAR UNE FIBRE SOUPLE
MICROSTRUCTUREE DOPEE YTTERBIUM D'IMPULSIONS MISES EN FORME
TEMPORELLEMENT DANS LA GAMME NANOSECONDE**

Laure Lago¹, Arnaud Mussot², Marc Douay², et Emmanuel Hugonnot¹

¹ *Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives, CESTA, B.P. 2, 33114 Le Barp Cedex, France*

² *Université des Sciences et Technologies de Lille, IRCICA, FR CNRS 3024, Laboratoire PhLAM, UMR CNRS 8523, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France*

laure.lago@cea.fr

RÉSUMÉ

Nous rapportons les performances d'un amplificateur à forte énergie (>1.5mJ) dans le cadre de signaux nanosecondes à une fréquence de répétition de 1kHz. Ce résultat, comparable aux performances atteintes avec des fibres rigides à très large cœur, est obtenu avec une fibre souple monomode, ce qui constitue un pas important vers la réalisation de systèmes amplificateurs fibrés hautement énergétiques, compacts, stables et robustes.

MOTS-CLEFS : *Amplification ytterbium ; Fibre microstructurée ; Mise en Forme Temporelle*

1. INTRODUCTION

Les systèmes laser fibrés présentent de nombreux avantages intrinsèques, notamment de compacité, de stabilité et de facilité d'utilisation [1]. Leurs performances leur permettent maintenant de concurrencer sérieusement les systèmes massifs. Un exemple frappant est le récent développement des amplificateurs à base de fibres dopées ytterbium dans le contexte des lasers de forte puissance, où il a même été proposé de développer un driver laser pour la fusion par confinement inertiel entièrement à base de fibres [2]. Il a d'ailleurs été récemment montré que ces systèmes présentent des performances tout à fait compatibles des spécifications draconiennes des grandes installations laser [3]. Ils peuvent également être utilisés en tant que pompe fibrée pour l'amplification paramétrique optique fibrée d'impulsions à dérive en fréquence, très prometteuse pour les pilotes laser des installations PetaWatt [4].

Les meilleures performances en terme d'énergie par impulsion dans la gamme nanoseconde sont toutefois obtenues actuellement avec des fibres à très larges cœurs qu'il est nécessaire de rigidifier afin de limiter les pertes par courbure [5],[6]. Ces fibres « rod-type » sont très onéreuses et difficiles à préparer (soudures, clivages) et leur rigidité rend les systèmes très encombrants. Dans l'objectif de réaliser des systèmes compacts et robustes, que ce soit pour les pilotes des chaînes laser de puissance ou pour des applications industrielles, il est indispensable d'utiliser des fibres souples intégrables. Dans cette communication, nous présentons un système dans lequel le dernier étage d'amplification utilise une fibre amplificatrice microstructurée souple, disponible commercialement [7]. L'utilisation d'un modulateur d'amplitude piloté par un générateur de formes arbitraires permet de pré-compenser la saturation par le gain et d'obtenir des performances (>1.5mJ pour 5ns de durée et 1kHz de cadence) tout à fait comparables à ce que l'on peut extraire d'une fibre « rod-type », ce malgré la taille relativement réduite (40µm) du cœur monomode.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le système expérimental est présenté sur la Fig.1. Il consiste en un injecteur entièrement fibre, un préamplificateur et un étage amplificateur de puissance. Combinant un laser continu à 1053nm et un modulateur d'amplitude piloté par un générateur de formes arbitraires, l'injecteur

donne accès à un très grand nombre de paramètres (énergie, fréquence de répétition, durée d'impulsion, forme temporelle). L'impulsion de l'injecteur est mise en forme temporellement afin de pré-compenser la saturation par le gain de la chaîne d'amplificateurs. Un modulateur de phase piloté par un signal sinusoïdal à 2 GHz permet de s'affranchir de la diffusion Brillouin stimulée. L'étage préamplificateur est composé d'une fibre double-gaine dopée ytterbium à maintien de polarisation de 3 m de long (NKT Photonics DC-105/11-PM-Yb). Le cœur monomode a pour diamètre 11 μm et la gaine multimode a pour taille 105 μm . Elle est pompée contra-propagativement au signal par une diode multimode émettant à 976 nm. De plus amples détails sur l'injecteur et le préamplificateur sont fournis dans la référence [3]. Typiquement, une énergie par impulsion supérieure à la dizaine de micro-Joules est obtenue en sortie du préamplificateur quelles que soient la forme temporelle et la fréquence de répétition. L'émission spontanée amplifiée (ASE) résiduelle est filtrée spectralement entre les étages d'amplification.

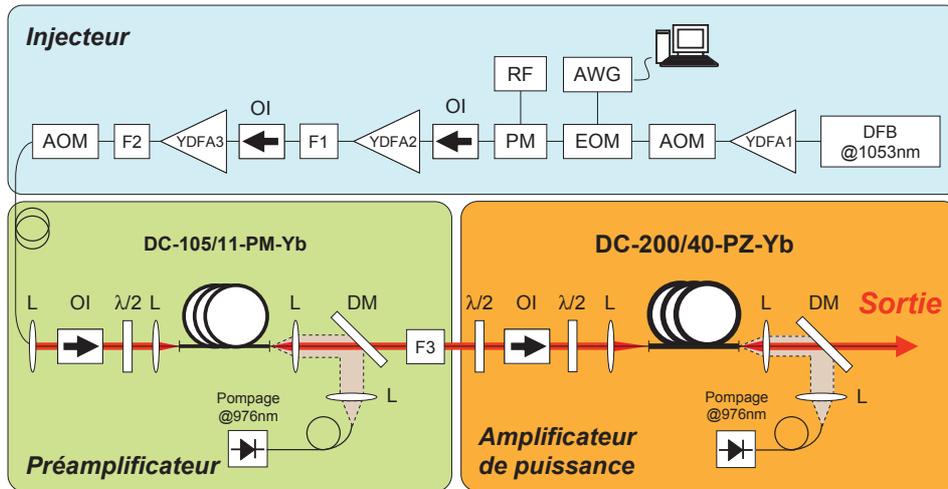


Fig. 1 : Dispositif expérimental de l'architecture d'amplification fibrée. DFB: laser continu, YDFA1, YDFA2 and YDFA3: amplificateurs à fibres dopées Yb, AOM: modulateur acousto-optique, EOM: modulateur électro-optique, AWG : générateur de formes arbitraires, PM : modulateur de phase, RF : onde radiofréquence (2 GHz), OI : isolateur optique, F1, F2, F3 : filtres spectraux @ 1053 nm, $\lambda/2$: lame demi-onde, DM : miroir dichroïque, L : lentille, BD : bloqueur de faisceau, M : miroir.

L'amplificateur de puissance est composé d'une fibre polarisante double-gaine dopée ytterbium de diamètres de cœur monomode et de gaine multimode, 40 μm et 200 μm respectivement (NKT Photonics DC-200/40-PZ-Yb). Elle est pompée contra-propagativement au signal par une diode continue émettant à 976 nm, de 3 nm de largeur spectrale à mi-hauteur. Nous avons établi numériquement que la longueur optimale de la fibre, pour obtenir un gain significatif (24 dB) et un bon rapport signal sur bruit se situe à 3.3 m pour 15 W de pompe [3]. Afin de diminuer l'intensité en sortie, un embout constitué de 1.5 mm d'une fibre multimode de 400 μm est soudé sur la face de sortie de la fibre. La face d'entrée est simplement clivée à angle afin d'éviter tout phénomène laser parasite. Enfin, il est important de préciser qu'un état linéaire de polarisation est obtenu en courbant la fibre avec d'un diamètre de 55cm dans le plan des éléments de contraintes de la fibre.

3. RESULTATS ET DISCUSSION

La Fig. 2(a) présente l'énergie du signal mesurée avec une tête pyroélectrique, insensible au continu, en sortie d'amplificateur de puissance à différents taux de répétition pour une puissance de pompe de 15 W injectée dans la fibre. Pour chaque taux de répétition, un profil temporel particulier de l'impulsion délivrée par l'injecteur est défini numériquement pour pré-compenser les déformations subies au cours de l'amplification afin d'obtenir in fine une impulsion d'allure carrée à la sortie du système complet. La procédure, basée sur un algorithme de contre-réaction, est

détaillé dans la Ref. [3]. La puissance de pompe du préamplificateur est ajustée de manière à obtenir une énergie de 10 μ J par impulsion quelle que soit sa forme temporelle. A 10 kHz, l'énergie par impulsion atteint 0.43 mJ, ce qui correspond à 4.3 W. Baisser la cadence augmente l'énergie stockée dans la fibre et l'énergie obtenue atteint plus de 1.51 mJ à 1 kHz ce qui constitue un record pour ce type d'amplificateur à fibre souple. Le profil spatial en champ lointain obtenu à cette énergie est montré en insert de la Fig. 2(a). Comme on peut le voir, le mode possède un profil gaussien quasiment-parfait comme l'atteste la valeur du M^2 mesurée à 1,1. Le taux d'extinction de polarisation, mesuré avec un polarimètre, est supérieur à 20 dB à l'énergie maximale. La Fig. 2(b) montre les profils temporels à 1.51 mJ à 1 kHz et 0.43 mJ à 10 kHz, mesurés avec une photodiode rapide et un oscilloscope à 1 GHz. Le profil supergaussien de largeur 10 ns qui était visé est clairement atteint à 0.43 mJ à 10 kHz alors qu'à 1.51 mJ à 1 kHz, un profil distordu est obtenu. Celui-ci se rétrécit à 5 ns environ, ce qui donne une puissance crête de 280 kW. La Fig. 2(c) montre les résultats obtenus à l'analyseur de spectre optique (OSA). Alors qu'à 10 kHz et 0.43 mJ, le signal possède un spectre étroit, celui-ci s'élargit par automodulation de phase lorsque l'énergie est à 1.51 mJ à 1 kHz. L'ASE généré est clairement plus important à 1 kHz, où la durée entre les impulsions est de l'ordre du temps de vie de fluorescence des ions ytterbium. L'enregistrement à l'OSA nous permet de déterminer que la contribution relative de l'ASE dans la puissance totale est de l'ordre de 10% à 1 kHz. La puissance totale mesurée avec une tête thermique étant de 1.79 W, on en déduit que la puissance de l'ASE est d'environ 180 mW et celle du signal pulsé seul est de 1.60 W. A 1 kHz, on mesure donc une énergie de 1.6 mJ, confirmant ainsi la valeur mesurée avec la tête pyroélectrique (1.51 mJ).

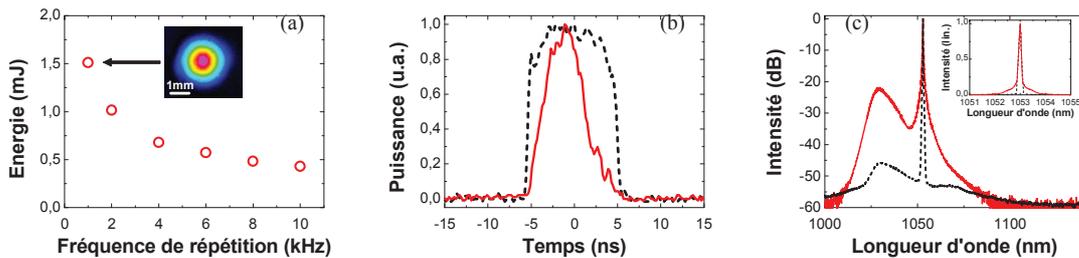


Fig. 2 : (a) Energie par impulsion obtenue en sortie d'amplificateur en fonction du taux de répétition. Insert: profil spatial en champ lointain pour 1.51 mJ à 1 kHz. (b) Profils temporels et (c) Spectre optique (en échelle logarithmique) en sortie d'amplificateur pour 1.51 mJ à 1 kHz (ligne rouge) et 0.43 mJ à 10 kHz (pointillés noirs). Insert: zoom autour du signal du spectre optique en échelle linéaire

4. CONCLUSION

En conclusion, nous avons démontré expérimentalement qu'il est possible d'amplifier un signal nanoseconde jusqu'à de très forte énergies (>1.5 mJ) dans une fibre souple microstructurée monomode de 40 μ m de cœur. L'allure temporelle du signal de sortie peut être contrôlée grâce à un système de mise en forme temporelle permettant de pré-compenser la saturation par le gain. Ce résultat constitue un pas important vers la réalisation de systèmes compacts et robustes dans la gamme nanoseconde, milli-Joule et kilo-Hertz.

REFERENCES

- [1] D.J. Richardson, J. Nilsson and W.A. Clarkson, *JOSA B* **27**, 11, B63 (2010)
- [2] C. Lobaune, D. Hulin, A. Galvanauskas and G.A. Mourou, *Opt. Commun.* **281**, 4075 (2008)
- [3] L. Lago, A. Mussot, M. Douay and E. Hugonnot, *JOSA B* **27**, 11, 2231 (2010)
- [4] D. Bigourd, L. Lago, A. Mussot, A. Kudlinski, J.F. Gleyze and E. Hugonnot, *Opt. Lett.* **35**, 3480 (2010)
- [5] O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, S. Linke, T. Schreiber, K. Rademaker, J. Limpert, S. Ermeneux, P. Yvernault, F. Salin and A. Tünnermann, *Opt. Lett.* **32**, 1551 (2007)
- [6] C.D. Brooks and F. Di Teodoro, *Opt. Commun.* **280**, 424 (2007)
- [7] L. Lago, D. Bigourd, A. Mussot, M. Douay and E. Hugonnot, *Optics Letters* **36**, 734 (2011)

**TAMING LIGHT AND HEAT AT THE NANOSCALE:
APPLICATIONS TO BIOSCIENCES**

Romain Quidant

*ICFO- The Institute of Photonic Sciences
Av. del Canal Olímpic s/n
08860 Castelldefels (Barcelona), Spain
romain.quidant@icfo.es*

Metallic nanostructures (MN) supporting localized surface plasmon (LSP) resonances have the potential to act as efficient point-like sources of both light and heat, opening plenty of new science and applications in areas ranging from integrated optics to biomedicine. Both the optical and photothermal properties of MN can be engineered through a suitable design of their geometrical parameters, environment and illumination conditions.

In the first part of this presentation we discuss how proper plasmon mode engineering in ensembles of electromagnetically coupled nanostructures can benefit to biosensing and optical trapping. In the context of sensing, we show that shaping the sensing volume to dimensions commensurable with the target molecules to detect enables to strongly enhance the sensing sensitivity. As for optical trapping, we demonstrate that plasmonic hot spots can be used to create efficient nano-optical tweezers able to trap nano-objects, including biological systems, upon moderate laser intensities.

In the second part of the talk, we discuss both theoretically and experimentally the general physical rules for optimizing heat generation in plasmonic nanostructures. We then discuss the applications of functionalized point-like heat sources to the stimulation of intra cellular processes and cancer cell destruction.

PLASMONIQUE QUANTIQUE AVEC UN NANODIAMANT FLUORESCENT

Serge Huant (*)

Institut Néel, CNRS & Université Joseph Fourier, Grenoble

serge.huant@grenoble.cnrs.fr

Nous avons récemment mis au point une sonde active à photons uniques pour la microscopie optique en champ proche à balayage. En fixant de façon contrôlée un nanodiamant (20 nm environ) contenant un centre coloré NV (Nitrogen-Vacancy) unique à l'apex d'une pointe optique, nous réalisons une sonde « à photon unique » bénéficiant de l'extrême photostabilité du centre NV et fonctionnant à température ambiante [1].

Dans cet exposé, je présenterai en détails l'application de ces nano-sources de lumière à base d'un nanodiamant unique à des expériences de plasmonique. Je montrerai qu'en utilisant la seule fluorescence du nanodiamant dans le régime du champ proche optique, il est possible d'exciter des plasmons de surface dans des films d'or homogènes ou nanostructurés, ceci avec une résolution spatiale limitée par la « précision de pointé » de la sonde, soit la dizaine de nanomètres [2]. La nanosource de lumière étant de nature quantique (source à un ou deux photons selon le nombre de centres NV hébergés par le nanodiamant), nos expériences constituent un premier pas dans un monde nouveau, celui de la plasmonique quantique « déterministe », ce dernier vocable faisant allusion au contrôle spatial rigoureux exercé sur le point d'injection des plasmons uniques. Je décrirai ensuite brièvement les applications en cours dans notre laboratoire, centrées sur la possibilité d'étendre à la plasmonique certaines expériences fondatrices de l'optique quantique.

() Recherche réalisée au sein de l'équipe « Champ Proche » de l'Institut Néel avec Oriane Mollet, Aurélien Cuche et Aurélien Drezet, en collaboration avec François Treussart et Jean-François Roch (ENS Cachan) et Thierry Gacoin et son équipe (Ecole Polytechnique).*

REFERENCES

- [1] A. Cuche, A. Drezet, Y. Soneffraud, O. Faklaris, F. Treussart, J.-F. Roch, S. Huant, *Opt. Express* 17, 19969 (2009).
- [2] A. Cuche, O. Mollet, A. Drezet, S. Huant, *Nano Lett.* 10, 4566 (2010).

**PUCES A ATOMES ET CAVITES FIBRES :
UN LABORATOIRE QUANTIQUE MINIATURISE**

Jakob Reichel

Laboratoire Kastler Brossel de l'E.N.S., 24, rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 0

jakob.reichel@ens.fr

Les « puces à atomes » réunissent deux champs de recherche qui sont parmi les plus actifs de la physique expérimentale actuelle : les gaz quantiques et les nanotechnologies. L'idée générale des puces à atomes est de faire appel aux nanostructures (électroniques, optiques ou autres) pour piéger et manipuler des gaz quantiques à la proximité immédiate de la surface nanostructurée. Il en résulte des systèmes aux propriétés nouvelles et prometteuses, d'un intérêt à la fois fondamental et technologique. L'exposé en présentera quelques illustrations, en particulier sur le couplage d'un condensat de Bose-Einstein au mode d'une cavité miniaturisée de très haute finesse. Nous verrons également comment cette cavité d'un nouveau type, développée elle aussi dans notre équipe, a ouvert la voie à d'autres applications dans plusieurs domaines.

LA FLUORINE DOPEE YTTERBIUM : UN SYSTEME CRISTALLIN ATYPIQUE POUR LES LASERS A IMPULSIONS BREVES ET LES AMPLIFICATEURS DE TRES FORTE PUISSANCE

**P. Camy¹, A. Braud, J.L. Doualan¹, A. Benayad¹, V. Ménard¹, G. Brasse¹, R. Moncorgé¹,
F. Druon², P. Georges², S. Ricaud^{2,3}, D.N. Papadopoulos⁴,
A. Courjaud³, E. Mottay³, M. Siebold⁵**

¹ Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP), UMR 6252 CEA-CNRS-ENSICAen, Université de Caen, 14050 Caen, France

² Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique (LCFIO), UMR 8501 CNRS, Université Paris Sud, 91127 Palaiseau, France

³ Amplitude Systèmes, 6 Allée du Doyen Georges Brus, 33600 Pessac, France

⁴ Institut de la Lumière Extrême, CNRS, Ecole Polytechnique, ENSTA, Institut d'Optique, Université Paris Sud, Palaiseau, France

⁵ FZ-Dresden-Rossendorf (FZD), D-01314 Dresden, Germany

patrice.camy@ensicaen.fr

La fluorine pure CaF_2 et ses isotopes SrF_2 et BaF_2 sont des cristaux bien connus, utilisés depuis longtemps dans divers champs applicatifs (photolithographie à 157 nm par exemple) pour leur exceptionnelle transparence dans les domaines UV et moyen infrarouge, leur très faible dispersion, et leur symétrie cubique qui conduit à de très bas niveaux de biréfringence. Aux débuts des années 60, ces matériaux, dopés par des ions actifs tels que Sm^{2+} [1], Tm^{2+} [2], Dy^{2+} [3] et U^{3+} [4], furent même parmi les premiers milieux à gain des systèmes laser opérant en mode continu, et en pompage par diode.

Du fait de la spécificité de sa structure, la fluorine dopée par des ions de terres rares trivalents a été pourtant très peu utilisée depuis lors en tant que matériau laser. Ce n'est qu'à partir de la première démonstration du fonctionnement laser de $\text{CaF}_2 : \text{Yb}^{3+}$ en 2004 [5] que CaF_2 et ses isotopes sont devenus les cristaux parmi les plus prometteurs, et les plus étudiés, dans le domaine des matériaux dopés ytterbium utilisés dans les systèmes laser pompés par diode [6-8]. De fait, le système $\text{CaF}_2 : \text{Yb}^{3+}$, en particulier, possède des caractéristiques qui conviennent bien aux lasers de forte puissance: une excellente conductivité thermique de 9.3 W/m/K [9], proche de celle du YAG, une large bande d'émission, qui s'étend de 990 nm à 1080 nm, et une longue durée de vie du niveau émetteur (2.3 ms). Il faut ajouter à ces caractéristiques un procédé de fabrication bien maîtrisé comparé à d'autres matériaux candidats aux mêmes applications. Les techniques de cristallogenèse utilisées permettent d'envisager à court terme des monocristaux de grande taille et de très haute qualité optique, mais aussi la croissance sous forme de couches minces par la technique d'épitaxie en phase liquide. Enfin, il est bien connu que les propriétés de ce type de matériau laser s'améliorent aux températures cryogéniques, en particulier lorsqu'il s'agit d'atteindre de très fortes puissances. Ainsi, dans le cas de $\text{CaF}_2 : \text{Yb}^{3+}$, on atteint des valeurs nettement plus élevées de conductivité thermique, mais aussi de section efficaces d'absorption et d'émission [10], ce qui conduit à des performances laser inédites [12].

Cependant, bien que plusieurs travaux aient déjà été consacrés au sujet, la nature ainsi que les caractéristiques spectroscopiques du centre laser émetteur, tant dans les systèmes simplement dopés ytterbium que dans les systèmes co-dopés (comme Na-Yb par exemple), ne sont pas encore bien connus, et restent sujet à controverse [10, 12-14], d'autant plus à 77K, température pour laquelle un fonctionnement à ultra faible « défaut quantique » a été démontré [15].

La présentation fera donc un état des lieux sur les caractéristiques générales de la fluorine et de ses isotopes, en focalisant sur les propriétés spectroscopiques dans la perspective du développement d'applications laser de forte puissance.

REFERENCES

- [1] P.P. Sorokin, M.J. Stevenson, IBM Journal, 56-58 (1961)
- [2] R.C. Duncan Jr., Z. J. Kiss, Appl. Phys. Lett. 3, 23-24 (1963)
- [3] S.E. Hatch, W.F. Parsons, R.J. Weagley, Appl. Phys. Lett. 5, 153-154 (1964)
- [4] R.J. Keyes, T.M. Quist; Appl. Phys. Lett. 4, 50-51 (1964)
- [5] V. Petit, J. L. Doualan, P. Camy, V. Ménard, and R. Moncorgé, Appl. Phys. B 78, 681-684 (2004).
- [6] M. Siebold, S. Bock, U. Schramm, B. Xu, J. L. Doualan, P. Camy, and R. Moncorgé, Appl. Phys. B 97(2), 327-338 (2009).
- [7] P. Camy, J.L. Doualan, A. Benayad, V. Menard, R. Moncorgé, J. Boudeile, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, Laser Physics 20 (2) pp. 533–536 (2010)
- [8] O.K. Alimov, T.T. Basiev, M.E. Doroshenko, P.P. Fedorov, V.A. Konyuskin, S.V. Kouznetsov, A.N. Nakladov, V.V. Osiko, H. Jelinkova, J. Sulc, Adv. Sol. State Phot. (ASSP) OSA 2009, paper WB25
- [9] J. Boudeile, J. Didierjean, P. Camy, J. L. Doualan, A. Benayad, V. Ménard, R. Moncorgé, F. Druon, F. Balembois, and P. Georges, Opt. Expr. 16, 10098-10109 (2008).
- [10] P. Camy, J.L. Doualan, A. Benayad, V. Menard, R. Moncorgé, J. Boudeile, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, "Yb³⁺ doped (Ca, Sr, Ba)F₂ for high power laser applications" Laser Physics 20 (2) 533-536 (2010).
- [11] A. Pugžlys, G. Andriukaitis, D. Sidorov, A. Irshad, A. Baltuška, W. J. Lai, P.B. Phua, L. Su, J. Xu, H. Li, R. Li, S. Ališauskas, A. Marcinkevicius, M. E. Fermann, L. Giniunas, R. Danielius "Spectroscopy and lasing of cryogenically cooled Yb,Na:CaF₂," Appl. Phys. B. 97(2), 339-350 (2009).
- [12] V. Petit, P. Camy, J. L. Doualan, X. Portier and R. Moncorgé, Phys. Rev. B, 78 085131 (2008)
- [13] M. Ito, C. Goutaudier, Y. Guyot, K. Lebbou, T. Fukuda, G. Boulon, J. Phys. Cond. Matter 16, 1501-1521 (2004)
- [14] S. Hraiech, A. Jouini, K. J. Kim, Y. Guyot, A. Yoshikawa, G. Boulon, Rad. Meas. 45, 323-327 (2010)
- [15] S. Ricaud, D.N. Papadopoulos, P. Camy, J.L. Doualan, R. Moncorgé, A. Courjaud, E. Mottay, P. Georges, F. Druon, Opt. Lett. 35 (22) (2010)

AUTOCOLLIMATION MESOSCOPIQUE ET FOCALISATION DE LA LUMIERE DANS DES CRISTAUX PHOTONIQUES

Julien Arlandis¹, Emmanuel Centeno¹, Rémi Pollès¹, Antoine Moreau¹, J. Campos^{2,3}, A. Monmayrant^{2,3}, Olivier Gauthier-Lafaye^{2,3}, Sophie Bonnefont^{2,3}, Françoise Lozes-Dupuy^{2,3}

¹LASMEA, Université Blaise Pascal, UMR CNRS 6602, 63177 Aubière,

²CNRS ; LAAS ; 7 avenue du colonel Roche, 31077 Toulouse cedex 4,

³Université de Toulouse ; UPS, INSA, INP, ISAE ; UT1, UTM, LAAS ; 31077 Toulouse cedex 4

Emmanuel.Centeno@univ-bpclermont.fr

RÉSUMÉ

Cet article présente une étude théorique et numérique de cristaux photoniques 1D combinant des milieux d'indice optique positifs et négatifs. Ces métamatériaux présentent des propriétés optiques nouvelles comme l'existence d'une bande interdite indépendante de la période du cristal et robuste au désordre. Nous montrons que ces métamatériaux présentent des effets d'autocollimation et de focalisation dans le régime d'indice moyen nul. Ces propriétés sont expliquées à l'aide d'un modèle basé sur une méthode de propagation des faisceaux dans l'approximation paraxiale.

MOTS-CLEFS : *Cristaux photoniques; métamatériaux; Autocollimation*

1. INTRODUCTION

De nouveaux matériaux à bande interdite photonique alternant des couches d'indice optique positif et négatif ont récemment montré de nouvelles possibilités de contrôle de la propagation des ondes [1]. Lorsque l'indice optique moyen est nul sur une période, apparaît un gap photonique insensible au changement d'échelle de la périodicité du cristal, à la polarisation de la lumière ou au désordre [2]. L'existence de ce gap, nommé « zero-n gap », a été démontrée en micro-ondes dans des dispositifs à base de métamatériaux métalliques [3], ainsi qu'aux longueurs d'ondes optiques avec des cristaux photoniques 2D d'indice effectif négatif [4]. Lorsque certaines conditions de résonance sont vérifiées, des modes de transmission sont en outre créés dans le domaine des fréquences du zero-n gap. Dans la section 2, nous montrerons que paradoxalement, les métamatériaux d'indice moyen nul présentent des propriétés d'autocollimation et de focalisation lorsque la lumière est propagée via les états résonnants du zero-n gap [5-6]. Dans la section 3, nous généraliserons cette théorie au cas de structures à base de cristaux photoniques 2D et nous démontrerons un effet d'autocollimation mésoscopique dans des structures d'indice optique.

2. AUTOCOLLIMATION ET FOCALISATION DANS LES METAMATERIAUX D'INDICE OPTIQUE MOYEN NUL

Le zero-n gap apparaît lorsque l'indice optique moyen sur une cellule unitaire de période D est nul : $\langle n \rangle = 0$ avec

$$\langle n \rangle = n_1 d_1 + n_2 d_2 / D . \quad (1)$$

où n_1 et n_2 sont les indices optiques et d_1 et d_2 les épaisseurs des couches formant le CP. Par ailleurs, des modes résonnants apparaissent dans le gap d'ordre 0 lorsque la condition de résonance donnée par l'équation (2) est satisfaite :

$$k_1 d_1 = k_2 d_2 = m\pi . \quad (2)$$

k_1 et k_2 étant les nombres d'onde dans les milieux 1 et 2. Ces modes de défauts ont la particularité de s'étendre dans toute la structure contrairement aux modes localisés observés habituellement dans des CPs d'indice positif.

Nous avons démontré que paradoxalement, ces métamatériaux d'indice optique moyen nul propagent des faisceaux auto-collimatés, c'est à dire ne souffrant d'aucune dispersion spatiale au cours de la propagation. Si le mécanisme d'autocollimation optique découvert par H. Kosaka [7] est bien compris grâce à l'analyse des courbes de dispersion photonique, ces techniques sont toutefois inapplicables dans le cas des matériaux d'indice nul. En effet, les modes résonants étant totalement délocalisés, ils correspondent dans l'espace réciproque à une fréquence et un couple de vecteur d'onde discrets. Afin de contourner ce problème, nous avons développé un modèle de propagation des faisceaux dans l'approximation paraxiale [6]. Cette théorie permet le calcul analytique du waist du faisceau après propagation au travers du CP :

$$W(L) = W_0 \sqrt{1 + \theta_0^2 L^2 \langle 1/n \rangle^2} . \quad (3)$$

Les paramètres L et θ_0 désignent respectivement la longueur du CP et l'angle de divergence du faisceau. Cette relation montre que la taille du waist final dépend d'un paramètre $\langle 1/n \rangle$ appelé indice harmonique moyen :

$$\langle 1/n \rangle = (d_1/n_1 + d_2/n_2) / D . \quad (4)$$

Lorsque $\langle 1/n \rangle$ est nul, le waist de sortie est égal au waist initial : le régime d'autocollimation est ainsi atteint, Fig. 1a. L'autocollimation combinée avec l'obtention d'un mode résonant implique les conditions optiques suivantes : $d_1=d_2$ et $n_1=-n_2$.

De manière encore plus intrigante, le métamatériau d'indice optique nul peut se comporter comme une lentille convergente lorsque $\langle 1/n \rangle < 0$, Fig.1b. Les foyers f et f' vérifient alors la relation: $f + f' = -L\langle 1/n \rangle$.

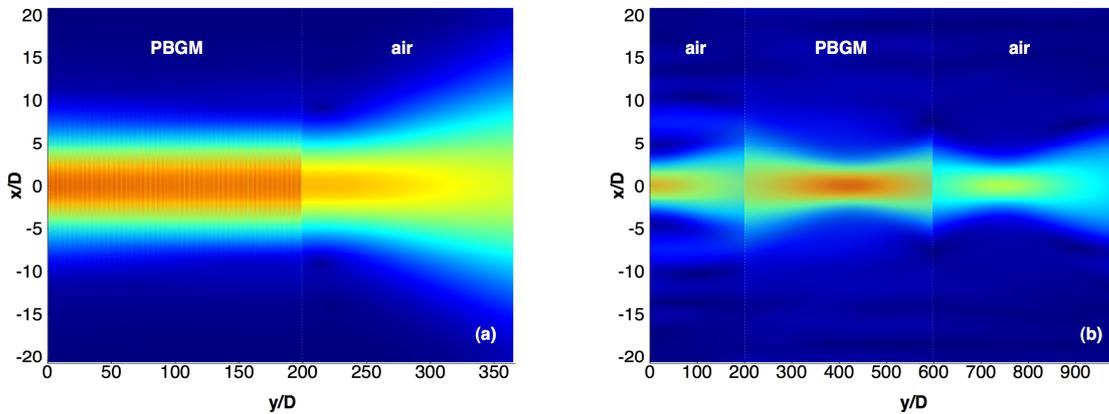


Fig. 1 : (a) Autocollimation dans un métamatériau d'indice moyen nul (PBGM) avec $\langle 1/n \rangle = 0$. (b)

Focalisation de la lumière dans le cas $\langle 1/n \rangle < 0$

3. AUTOCOLLIMATION MESOSCOPIQUE DANS DES MIROIRS DE BRAGG A CRISTAUX PHOTONIQUES

L'obtention d'un métamatériau d'indice optique nul est en soit un challenge aux fréquences optiques. Toutefois, comme le montre les travaux de V. Mocella et al. , les CPs permettent d'obtenir des effets similaires dans le domaine infrarouge [5]. En étendant la théorie développée précédemment au cas de structures alternant des couches homogènes et des couches de CPs 2D, nous avons montré que l'effet d'autocollimation peut être obtenu sans l'introduction du concept d'indice optique négatif. Nous montrerons que l'autocollimation mésoscopique est obtenue dans des CPs d'indice positif alternés avec des couches non gravées de semiconducteur. Pour cela, on doit

remplacer dans l'équation (4) l'indice optique n_2 par un indice de courbure n_c qui traduit le pouvoir de focalisation des CPs. L'indice de courbure est relié à la courbure locale des courbes iso-fréquences d'un CP et prend des valeurs positives, négatives ou tend vers l'infini lorsque la courbure locale est nulle. La dispersion spatiale d'un faisceau dans un milieu homogène peut donc être compensée par un effet de focalisation dans une couche de CP. Il convient pour cela d'utiliser le CP dans le régime où n_c est négatif. Ces structures complexes permettent de choisir à volonté un point de fonctionnement en jouant sur les différents paramètres d_1 , d_2 et n_c . Cette théorie est confirmée par des simulations électromagnétiques démontrant l'autocollimation mésoscopique dans un CP d'indice optique positif, Fig. 2.

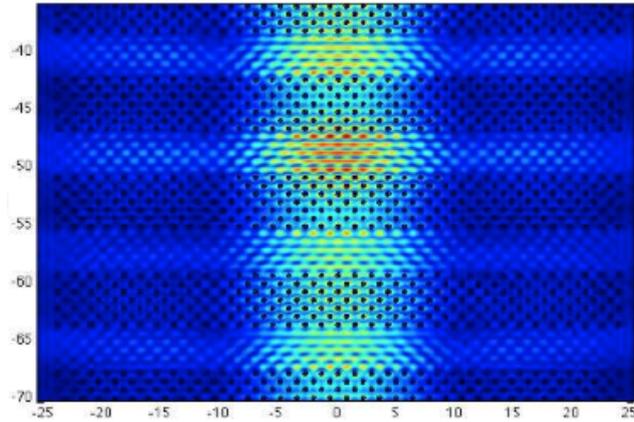


Fig. 2 : Autocollimation mésoscopique dans un CP alternant des couches gravées et homogènes.

CONCLUSION

Ces structures complexes, semblables à un miroir de Bragg incluant des couches de CP 2D présentent des bandes interdites photoniques additionnelles qui permettent d'envisager de combiner la mise en forme du faisceau avec la diminution de la vitesse de groupe. Ces propriétés pourraient jouer un rôle primordial pour l'augmentation de l'interaction lumière-matière avec la conception de nouveaux lasers ou systèmes optiques non linéaires.

RÉFÉRENCES

- [1] J. Li, L. Zhou, C. Chan, and P. Sheng, "Photonic band gap from a stack of positive and negative index materials," *Phys Rev Lett* 90, 83901 (2003).
- [2] D. Bria, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, L. Dobrzynski, J. Vigneron, E. E. Boudouti, and A. Nougouai, "Band structure and omnidirectional photonic band gap in lamellar structures with left-handed materials," *Phys. Rev. E* **69**, 066613 (2004).
- [3] Y. Yuan, L. Ran, J. Huangfu, H. Chen, L. Shen, and J. Kong, "Experimental verification of zero order bandgap in a layered stack of left-handed and right-handed materials," *Opt Express* 14, 2220–2227 (2006).
- [4] S. Kocaman, R. Chatterjee, N. Panoiu, J. Mcmillan, M. Yu, R. Osgood, D. Kwong, and C. Wong, "Observation of zeroth-order band gaps in negative-refraction photonic crystal superlattices at near-infrared frequencies," *Phys Rev Lett* 102, 203905 (2009).
- [5] V. Mocella, S. Cabrini, A. Chang, P. Dardano, L. Moretti, I. Rendina, D. Olynick, B. Harteneck, and S. Dhuey, "Self-collimation of light over millimeter-scale distance in a quasi-zero-average-index metamaterial", *Phys Rev Lett* 102, 133902 (2009).
- [6] Rémi Pollès, Emmanuel Centeno, Julien Arlandis, Antoine Moreau, « Self-collimation and focusing effects in zero-average index metamaterials », *Opt. Express* **19**, 6149 (2011).
- [7] H. Kosaka et al. , "Self-collimating phenomena in photonic crystals", *Appl. Phys. Lett.* **74**, 1212 (1999).

**UTILISATION DE L'AMPLIFICATION RAMAN SUR UNE LIAISON TOUT-OPTIQUE DE 10 KM POUR
LES OBSERVATOIRES DE FOND DE MER**

F. Audo¹, S. Perhirin¹, M. Guegan¹, V. Quintard¹, A. Perennou¹ et Y. Auffret²
¹ *Laboratoire RESO (EA 3380), École Nationale d'Ingénieurs de Brest (ENIB), Université
Européenne de Bretagne (UEB), C.S. 73862, 29238 Brest, Cedex 3, France*
² *IFREMER, Centre de Brest, BP70, 23280 Plouzané, France*

audo@enib.fr

RÉSUMÉ

L'étude présentée se situe dans le contexte du développement des observatoires câblés de fond de mer. Nous proposons une solution flexible pour étendre ces observatoires avec une seule fibre optique transportant à la fois l'énergie et les données. La forte puissance optique utilisée pour l'énergie (36 dBm) fait apparaître des effets non-linéaires tels que l'amplification Raman sur la fibre de transport.

Nous présentons dans ce papier une caractérisation expérimentale de l'amplification Raman observée sur le signal de données en fonction de différents paramètres comme la longueur d'onde et le niveau de puissance des données et du laser fournissant l'énergie. Les mesures présentées sont obtenues en régime statique.

MOTS-CLEFS : *Réseau câblé tout-optique ; Puissance sur fibre ; Observatoire câblé de fond de mer ; Amplification Raman.*

1. INTRODUCTION

Actuellement, parmi les moyens d'investigation des fonds marins, les observatoires câblés sont en fort développement. Ils offrent la possibilité de transmettre des données sur le long terme, en temps réel, en full-duplex avec une grande bande passante [1]. De plus, ils peuvent fournir l'énergie nécessaire pour l'alimentation des instruments et cela sans limite de temps. Il s'agit en général d'infrastructures lourdes et figées. Dans certains cas, il peut être intéressant d'étendre ces observatoires sur une nouvelle zone d'intérêt distante de quelques kilomètres pour installer de nouveaux instruments. Pour cela, nous proposons une solution qui consiste à étendre le réseau à l'aide d'une seule fibre optique transportant à la fois l'énergie nécessaire à l'alimentation des instruments [2], et les données échangées entre les instruments et la station terrestre. L'avantage essentiel d'une telle solution est sa flexibilité. Nous sommes actuellement dans une phase de développement et de caractérisation d'un démonstrateur avec une longueur de fibre de 10 km.

Les puissances optiques mises en jeu dans ce démonstrateur sont de l'ordre de 36 dBm ce qui engendre des effets non linéaires dans la fibre optique, notamment la diffusion Raman (diffusion Raman spontanée et diffusion Raman stimulée). Un des objectifs visés de notre application est d'utiliser cet effet pour amplifier les données transmises en full-duplex de telle sorte à compenser voire surcompenser l'atténuation engendrée par la fibre et les différents composants utilisés. Dans ce papier nous nous intéressons à l'effet Raman généré dans notre démonstrateur en fonction de différents paramètres comme la longueur d'onde et le niveau de puissance des données et du laser fournissant l'énergie.

Nous présentons tout d'abord l'architecture de notre extension tout optique. Puis nous montrons les résultats expérimentaux obtenus lors de la transmission simultanée de la puissance et des données en régime statique.

2. ARCHITECTURE DE L'EXTENSION TOUT-OPTIQUE

Le dispositif de l'extension tout-optique permettant d'alimenter en énergie et de dialoguer avec un capteur est présenté sur la figure 1. Il contient un laser de puissance et deux lasers de données. Le laser de puissance, à amplification Raman, est capable de délivrer une puissance

maximale de 40 dBm à une longueur d'onde de 1480 nm. Les lasers de données descendantes et montantes sont des lasers DFB (Distributed FeedBack) émettant à la longueur d'onde de 1550 nm. La fibre optique, standard monomode SMF128, longue de 10 km, est l'élément central du système. Deux multiplexeurs/démultiplexeurs, situés de chaque côté de la fibre optique, permettent de superposer et de séparer les faisceaux optiques de longueurs d'onde 1480 nm et 1550 nm. Les deux circulateurs optiques sont destinés à séparer les données montantes et descendantes. L'énergie optique transportée est convertie en énergie électrique pour alimenter le capteur par des cellules photovoltaïques. Des photodiodes de forte sensibilité et rapides sont utilisées pour la conversion optique-électrique des données. Les connexions entre chaque composant, devant supporter une grande puissance et être extrêmement propres, sont réalisées par des épissures.

Deux coupleurs 95/5 (non représentés sur la figure 1), placés de part et d'autre de la fibre optique, permettent d'observer et d'analyser les évolutions des signaux (propagatifs et contra-propagatifs) en fonction de différents paramètres. Dans le système final, ces deux coupleurs n'existeront pas.

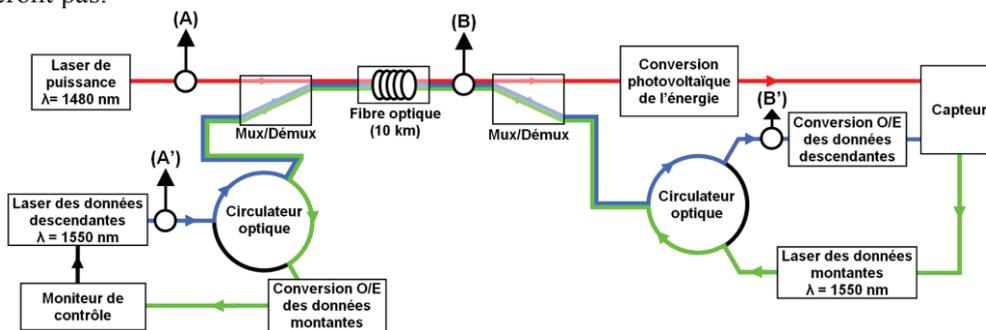


Fig. 1 : Architecture retenue pour le dispositif d'extension tout-optique.

3. RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

Nous avons caractérisé expérimentalement l'influence de la forte puissance optique (@1480 nm) sur les données (@1550 nm) en régime statique (i.e sans modulation d'intensité du signal de données). La figure 2 présente un exemple des spectres optiques mesurés aux points de mesure A, A' et B (Fig. 1) lorsque la puissance et les données sont transmises simultanément sur la fibre à des niveaux respectifs de 30 dBm et de 9,9 dBm. Nous notons que, dans ces conditions expérimentales, les données au point B possèdent un niveau de 11 dBm après propagation dans la fibre. Elles ont donc été amplifiées.

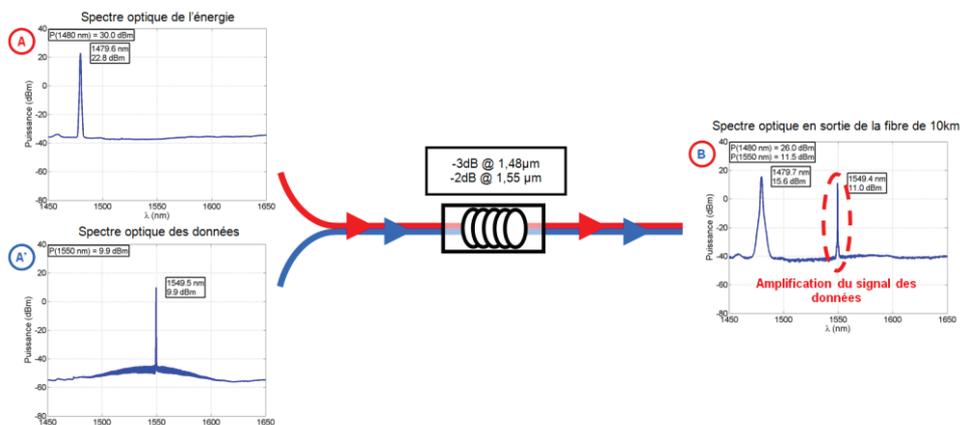


Fig. 2 : Spectres optiques relevés en trois points du dispositif.

Nous avons caractérisé cette amplification pour différentes puissances à 1480 nm au travers du bilan de liaison entre la sortie B' et l'entrée A' du système. Nous présentons sur la figure 3a

l'évolution du bilan de liaison en fonction de la puissance émise en sortie du laser de puissance. Chaque courbe correspond à une puissance émise par le laser de données. Cette figure montre tout d'abord que le signal est atténué d'environ 11 dB entre A' et B' pour des faibles puissances à 1480 nm (ces 11dB correspondent aux pertes induites respectivement par les différents composants traversés par le signal). Cependant, la diffusion Raman apporte un gain non négligeable à partir de 25 dBm. Les pertes engendrées par le dispositif sont quasiment nulles entre 33 dBm et 35 dBm. Le bilan diminue à partir de 35 dBm car d'une part la puissance émise par le laser de puissance est décalée en majorité sur une longueur d'onde Stokes (@1583 nm). Et d'autre part la diffusion Raman spontanée, lors de la propagation dans la fibre, décale davantage la puissance (@ 1583 nm) et créer un nouveau décalage à la prochaine longueur d'onde Stokes (@ 1702 nm).

Nous avons également évalué l'amplification Raman en fonction de la longueur d'onde du signal de données entrant en A'. La figure 3b présente le bilan de liaison entre l'entrée et la sortie de la fibre optique. La puissance émise par le laser de puissance est fixée à 33 dBm et celle du laser de données à -3 dBm. La figure 3b montre que l'amplification est maximale entre 1580 nm et 1595 nm, avec un bilan égal à 16 dB. Cela correspond au décalage Stokes de 13,2 THz imposé par la silice et à la forme du gain Raman pour de la silice [3]. Les données descendantes et montantes pourront bénéficier de manière plus ou moins efficace de l'amplification apportée par la diffusion Raman stimulée, en fonction des longueurs d'onde choisies pour porter ces données.

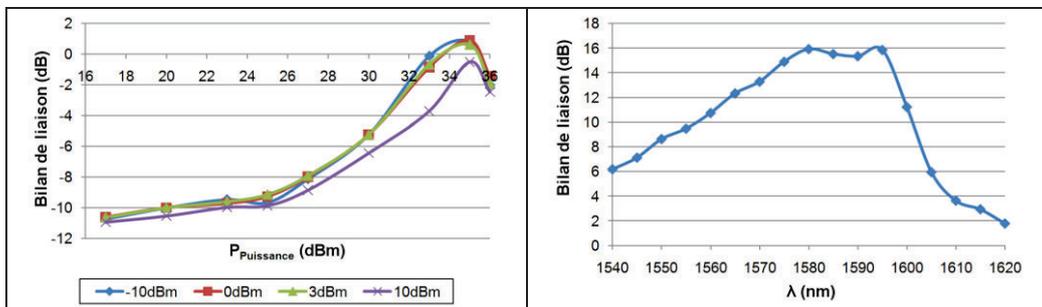


Fig. 3 : Bilan de liaison du signal de données transmis dans le sens descendant (a) entre l'entrée et la sortie du dispositif en fonction de la puissance @1480 nm, (b) entre l'entrée et la sortie de la fibre en fonction de la longueur d'onde du signal de données pour un laser de puissance émettant 33 dBm.

CONCLUSION

Nous avons présenté le dispositif expérimental consistant à transmettre de l'énergie et des données sur une seule fibre optique longue de 10 km, et cela dans le but de montrer la faisabilité d'une extension tout-optique. Les premiers résultats ont montré qu'il est possible de transmettre l'énergie et les données simultanément, tout en bénéficiant de l'amplification, et ainsi améliorer le bilan de liaison du système.

REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient le GIS Europôle Mer, la Région Bretagne et le FEDER pour leur soutien.

RÉFÉRENCES

- [1] A.D. Chave, G. Waterworth, A.-R. Maffei, and G. Massion, "Cabled ocean observatory system," *Marine Technology Society Journal*, vol. 38, pp. 31–43, 2004.
- [2] J.G. Werthen, S. Widjaja, T.C. Wu, and J. Liu, « Power over fiber : a review of replacing copper by fiber in critical applications, » *Proceedings of SPIE*, vol. 5871, 58710C-1–5871C-6, 2005.
- [3] J. Bromage, "Raman Amplification for Fiber Communications Systems," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, pp. 79–93, 2004.

CONTROLE DU TAUX DE REPETITION DANS UN LASER A FIBRE MICROSTRUCTUREE HYBRIDE

Faouzi Bahloul¹, Tarek Ennejah¹, Mohamed Salhi², Rabah Attia¹

¹ *Unité de Recherche Composants et Systèmes Electroniques UR-CSE, Université de Carthage, Ecole Polytechnique de Tunisie, EPT, BP. 743, 2078, La Marsa, Tunis, Tunisie*

² *Laboratoire de Photonique d'Angers, EA 4464, UFR Sciences, Université d'Angers, 2 Boulevard Lavoisier, 49000 Angers, France*

faouzi.bahloul@enit.rnu.tn

RÉSUMÉ

Nous proposons dans cet article l'étude d'une configuration spécifique d'un laser à fibre microstructurée en huit hybride à un taux de répétition contrôlable et élevé. Nous avons optimisé les caractéristiques du laser hybride comme la durée des impulsions et la puissance moyenne de sortie en contrôlant les propriétés de la fibre microstructurée. Nous avons également montré qu'il est possible de générer des impulsions uniformes ayant une largeur de 12ps, un taux de répétition de 20GHz et une puissance moyenne de sortie de 510mW.

MOTS-CLEFS : *FMAS; Laser à fibre hybride; taux de répétition ; puissance moyenne*

1. INTRODUCTION

Aujourd'hui, la maîtrise du dopage du coeur des fibres et la disponibilité de diodes de pompage fiables à faible coût, font des fibres dopées l'un des éléments les plus prometteurs pour le développement des lasers à fibre. Ces développements ont connu une réelle explosion grâce à la mise au point de fibres microstructurées air silice (FMAS) [1]. Deux méthodes sont généralement distinguées pour faire fonctionner un laser en régime impulsif : le déclenchement (Q-switch) et le verrouillage de modes (Mode-lock) [2-3].

Les impulsions lumineuses émises en régime déclenché souffrent des grandes durées des impulsions et des fréquences de répétition faibles. Le régime de verrouillage de modes permet la génération d'impulsions courtes. La méthode du verrouillage de modes actif est basée sur l'utilisation d'un modulateur intra-cavité qui module l'amplitude ou la phase du champ optique permettant ainsi le verrouillage en phase des modes du laser. Avec cette méthode la durée des impulsions est imposée par l'efficacité du modulateur et ne peut pas être inférieure à la picoseconde. Dans ce type de laser à fibre, le taux de répétition dépend fondamentalement des caractéristiques du modulateur électro-optique ou acousto-optique inséré dans la cavité. Les méthodes passives s'opposent aux méthodes actives. Elles ne nécessitent pas d'alimentation externe et permettent d'atteindre des durées d'impulsions beaucoup plus courtes, de l'ordre de la femtoseconde. Cependant, cette catégorie de lasers à fibre ne peut pas atteindre des taux de répétition des impulsions extrêmement élevés. Le taux de répétition des impulsions dépend principalement de la longueur de la cavité.

Pour remédier à ces défauts, de nouvelles perspectives et configurations de lasers à fibre, permettant à la fois le verrouillage de modes passif et actif, ont été mises en place [4]. En fait, le laser hybride bénéficie des mérites des deux catégories de lasers à fibre: une durée d'impulsions extrêmement courte et un taux de répétition des impulsions contrôlable et suffisamment élevé. Dans ce travail, nous simulons le comportement d'un laser à fibre en huit hybride (LF8h) à base de FMAS. Nous étudierons aussi l'influence des paramètres des différents composants de la cavité sur le taux de répétition, la largeur et la puissance moyenne des impulsions.

2. CONFIGURATION DU LASER A FIBRE HYBRIDE

A la différence du LF8 à verrouillage de modes passif [5], le laser à fibre hybride se base sur un modulateur Mach Zehnder inséré dans une cavité en anneau. La figure 1 décrit la configuration qu'on se propose d'étudier. Le laser à fibre hybride est composé de deux boucles: une cavité en anneau et une boucle non linéaire amplificatrice. La cavité en anneau contient $10m$ de fibre à dispersion normale (FDN) de dispersion $\beta_2=20ps^2/km$ et de section effective $A_{eff}=85\mu m^2$ dont le rôle est de compenser la dispersion anormale de la cavité. Elle contient également un coupleur de sortie et un isolateur optique insensible à la polarisation. La cavité non linéaire amplificatrice est composée d'une FMAS et d'une fibre dopée à l'erbium (AFDE) de $10m$ de longueur, de densité des ions erbium égale à $750ppm$ et d'ouverture numérique égale à 0.24 , pompée par deux diodes laser $980nm$ couplées à la boucle par deux coupleurs WDM $980/1550nm$. La cavité contient aussi deux contrôleurs de polarisation qui permettent de compenser la biréfringence induite par les différentes fibres.

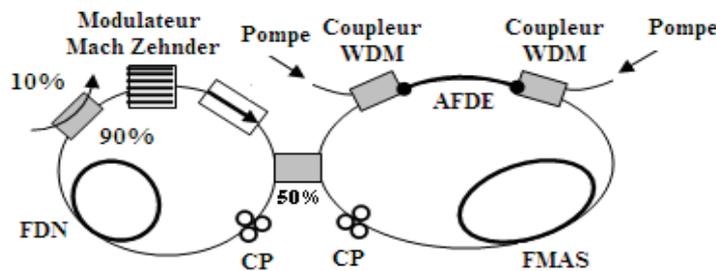


Fig. 1 : Laser à fibre en huit hybride.

3. RESULTATS ET DISCUSSIONS

En modélisant la propagation de la lumière dans les différents composants par la méthode de Fourier à pas fractionnaire SSFM (Split Step Fourier Method) et en utilisant la fonction de transfert de chaque composant optique, nous avons étudié l'influence des différents paramètres des FMAS afin d'optimiser les caractéristiques du laser à fibre hybride comme la durée des impulsions, le taux de répétition et la puissance moyenne de sortie [6]. Au départ, nous avons tracé la puissance moyenne de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe des deux diodes laser pour différentes longueurs de FMAS ayant une dispersion chromatique $-10ps^2/km$ et une aire effective $5\mu m^2$ comme le montre la figure 2.

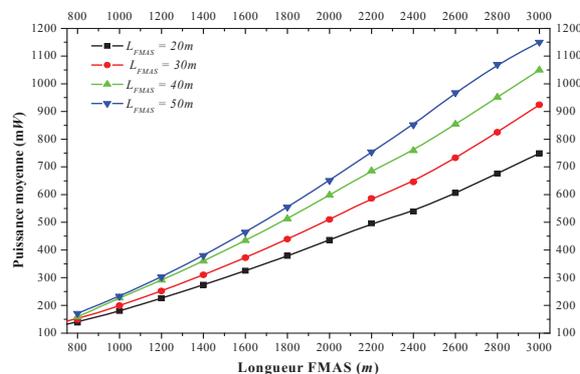


Fig. 2 : Variation de la puissance moyenne en fonction des puissances des pompes pour différentes longueurs de la fibre microstructurée.

La fréquence électrique est fixée à 20GHz. Nous remarquons que l'écart des puissances moyennes de sortie pour différentes longueurs de FMAS augmente en fonction des puissances des pompes.

Le taux de répétition et la largeur des impulsions sont contrôlés par le modulateur électro-optique inséré dans la cavité. La fréquence de fonctionnement du laser est commandée par le signal électrique injecté à l'entrée du modulateur Mach Zehnder. La figure 3 illustre la décroissance de la largeur des impulsions en fonction de la fréquence du signal électrique. La largeur à mi hauteur de l'impulsion est de l'ordre de 260ps pour une fréquence de 1GHz et décroît vers 12ps pour une fréquence de 20GHz.

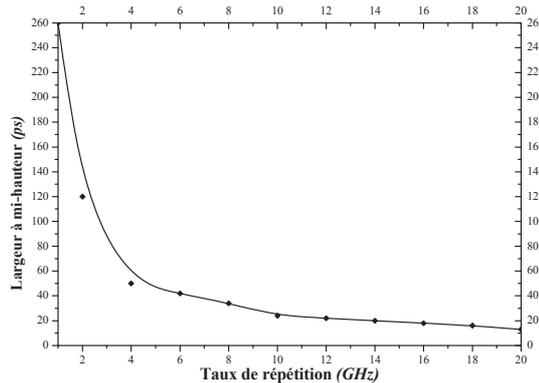


Fig. 3 : Variation de la largeur d'impulsion en fonction du taux de répétition. $P_{pompe}=2W$, $L_{AFDE}=10m$, $L_{FMAS}=30m$.

En choisissant les paramètres suivants, $P_{pompe}=2W$, $L_{AFDE}=10m$, $L_{FMAS}=30m$, $\beta_2=-10ps^2/km$, $A_{eff}=5\mu m^2$ et une fréquence du modulateur de 20GHz, nous avons pu générer des impulsions qui sont uniformes ayant une largeur de 12ps, un taux de répétition de 20GHz et une puissance moyenne de sortie de 510mW.

CONCLUSION

Dans cette communication nous avons proposé une configuration du laser à fibre microstructurée hybride permettant le contrôle du taux de répétition des impulsions générées. Nous avons également optimisé les caractéristiques du laser hybride comme la durée des impulsions et la puissance moyenne de sortie en contrôlant les propriétés des fibres microstructurées utilisées.

REFERENCES

- [1] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, and D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," Opt. Lett., vol. 21, n° 19, pp. 1547-1549, 1996.
- [2] D. C. Hanna, A. Kazer, M. W. Phillips, D. P. Shepherd and P. J. Suni, "Active mode locking of an Yb:Er fibre laser", Electron. Lett, vol. 25, p. 95, 1989.
- [3] M. Hofer, M.H. Ober, F. Haberl, and M.E. Fermann, "Characterization of ultrashort pulse formation in passively mode-locked fiber lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 28, n° 3, p. 720, 1992.
- [4] K.H. Kim, M.Y. Jeon, S.Y. Park, H.K. Lee, and E.H. Lee, "Gain Dependent Optimum Pulse Generation Rates of a Hybrid-Type Actively and Passively Mode-Locked Fiber Lase", ETRI Journal, vol. 18, n° 1, p. 1, 1996.
- [5] F. Bahloul, T. Ennejah, and R. Attia, "Influence des propriétés des fibres microstructurees sur un laser à fibre en huit," 29^{èmes} JNOG, Besançon, France, pp.221-223, 2010
- [6] M. Salhi et al., "Theoretical study of figure eight all fiber laser", Physical Review A, 77, 033828, 2008.

Métamatériaux A Base De Nano-Guides Métalliques Comme Lames Anisotropes

F. I. Baida¹, M. Boutria^{1,2}, R. Oussaid² et D. Van Labeke¹

¹ Institut FEMTO-ST, Université de Franche-Comté, UMR CNRS 6174, 25030 Besançon, France

² Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene, Bp N° 32 16111 Alger, Algérie

fbaida@univ-fcomte.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une conception originale d'une lame métamatériau anisotrope exhibant une transmission extraordinaire à travers un film métallique parfaitement conducteur perforé d'ouvertures rectangulaires sub-longueur d'onde. Les propriétés de polarisation du mode fondamental guidé à l'intérieur des ouvertures est à l'origine de l'anisotropie. L'épaisseur métallique est un paramètre clé qui est ajusté pour obtenir la valeur désirée de la différence de phase entre les deux composantes transversales du champ électrique. Comme exemple, nous traitons le cas d'une lame demi-onde ayant un coefficient de transmission de 92%. Une telle étude peut être facilement étendue pour concevoir des lames anisotropes opérant dans les domaines THz ou micro-ondes.

MOTS-CLEFS : Métamatériaux ; Biréfringence ; Nanophotonique ; FDTD.

1. INTRODUCTION

Les métamatériaux biréfringents tel que le quartz, sont souvent utilisés pour la fabrication de lames demi-onde et quart d'onde. Dans le domaine optique, de tels matériaux ont des indices de petites valeurs (~ 1.5) ce qui conduit à un coefficient de transmission efficace à travers ces lames. De plus, la différence entre les indices ordinaire et extraordinaire (Δn) est très petite ce qui permet d'obtenir des lames relativement épaisses. Par contre, dans le domaine du térahertz (THz), le quartz exhibe une forte biréfringence : à 1 THz les indices de réfraction ordinaire et extraordinaire sont (respectivement) de $n_o = 2.108$ et $n_e = 2.156$, (la biréfringence devient plus large 5.10^{-2} à 1 THz pour le quartz) [1]. Comme l'indice optique moyen du matériau est plus grand, le coefficient de réflexion l'est aussi et le signal de transmission diminue. La transmission décroît aussi en raison des pertes dues à l'absorption intrinsèque des matériaux utilisés dans le domaine spectral correspondant [1].

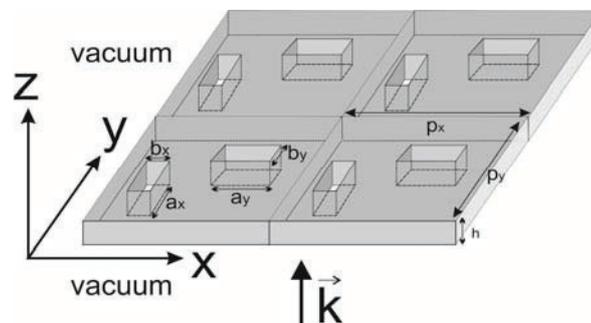


Figure 1 – Schéma de la structure proposée : un réseau bi-périodique (p_x et p_y sont les périodes suivant x et y respectivement) avec deux ouvertures rectangulaires de dimensions différentes (a_x et a_y) par période gravée dans un écran mince métallique.

Dans cette étude, nous présentons une conception originale d'une lame demi-onde pour le domaine THz basée sur l'anisotropie géométriquement induite par la traversée d'un film mince parfaitement conducteur, perforé d'ouvertures rectangulaires sub-longueurs d'onde.

Dans la structure proposée, l'anisotropie est obtenue grâce à la présence de deux motifs par cellule du réseau ayant chacun une réponse différente à la polarisation de l'onde d'incidente : deux ouvertures rectangulaires, perpendiculaires de longueurs différentes (voir Figure 1).

Nous avons utilisé la méthode modale monomode (MMM) pour l'étude de la structure mono-ouverture (un seul motif) puis une simulation numérique plus précise avec un code FDTD dans le cas de la structure complète (deux motifs). Les dimensions des deux ouvertures sont choisies afin d'ajuster la différence de phase à π ou à $\pi/2$ suivant la lame anisotrope souhaitée.

2-Etude de la structure

- **Méthode modale monomode :**

Pour concevoir la double structure, nous avons tenu compte que les deux ouvertures doivent avoir une longueur d'onde de coupure λ_c du mode fondamental supérieure à la période (p). Pour une ouverture rectangulaire de longueur a et de largeur b ($b < a/2$), le mode fondamental est le mode TE_{10} qui est polarisé perpendiculairement au plus grand côté de l'ouverture. Ce mode a une longueur d'onde de coupure $\lambda_c = 2a$. Par conséquent, a_x et a_y doivent être supérieurs à $p/2$. Ainsi, nous avons fixé les paramètres géométriques de l'une des deux ouvertures rectangulaires, soit $a_x = 0.75p$; $b_x = 0.1p$ et $h=0.8p$ (figure.1) ainsi que la largeur de la deuxième ($b_y=0.2p$) de telle façon à remplir la condition $b_y < p-a_x$. L'optimisation est faite en variant la dimension a_y tout en contrôlant la transmission et la différence de phase (DP) en utilisant l'algorithme de la méthode modale monomode (voir figure 2).

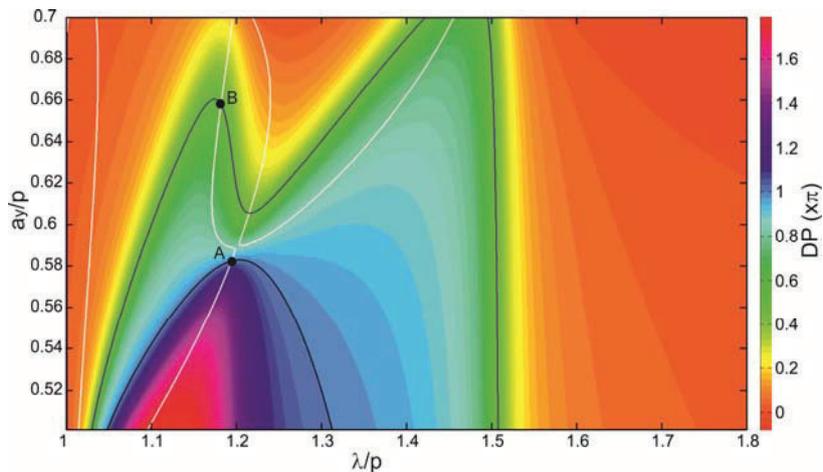


Figure 2 – Différence de phase (DP) comme une fonction de λ et a_y/p . Le contour jaune donne le couple (λ, a_y) qui correspond au même coefficient de transmission à travers les deux ouvertures. La ligne noire correspond à $DP=\pi$ (le point A répond au cas de la lame demi-onde) et la ligne bleue $DP=\pi/2$ (le point B correspond à la lame quart d'onde).

En exploitant le diagramme de la figure 2 regroupant le résultat des étapes de l'optimisation, on peut fixer tous les paramètres géométriques de la structure, soient : $a_x = 0.75p$, $b_x = 0.1p$, $a_y = 0.582p$, $b_y = 0.2p$ et $h=0.8p$, pour une lame $\lambda/2$ opérant à $\lambda = 1.194p$ avec un coefficient de transmission de $T_{\lambda/2} = 98\%$ et à : $a_x = 0.75p$, $b_x = 0.1p$, $a_y = 0.653p$, $b_y = 0.2p$ et $h=0.8p$, pour une lame $\lambda/4$ opérant à $\lambda = 1.182p$ avec un coefficient de transmission de $T_{\lambda/4} = 57\%$.

- **Méthode FDTD :**

Nous avons utilisé un code 3D-FDTD [2] pour simuler la transmission à travers la structure complète comportant deux motifs par période. La figure 3 présente le résultat de ces calculs. On

peut clairement voir que la transmission élevée au pic FP ($l=1$) du premier spectre coïncide presque avec le pic de transmission à la coupure de la deuxième structure. Un petit ajustement des paramètres a été nécessaire pour obtenir la même différence de phase (DP) entre les composantes x et y du champ transmis que celle par la MMM.

3-RESULTATS

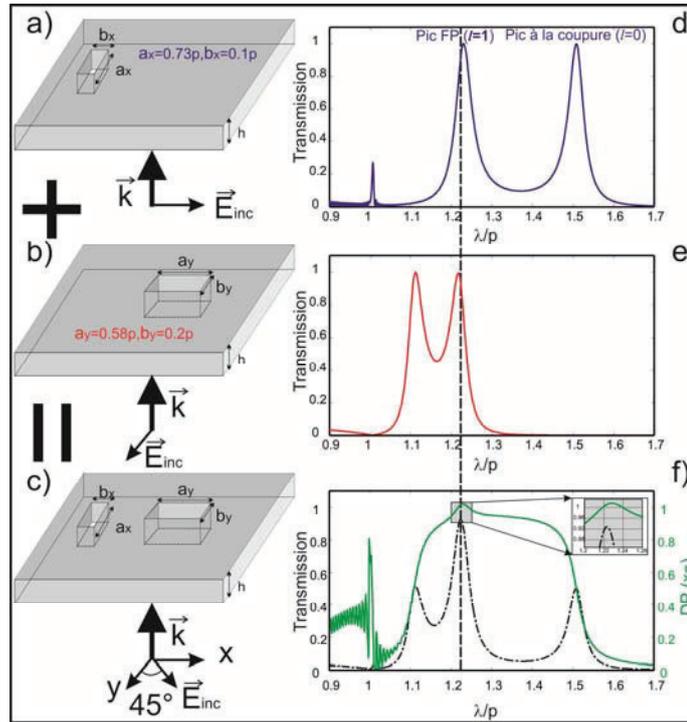


Figure 3 – Les étapes de la conception de la lame demi-onde : (a) et (d) sont respectivement le schéma et le coefficient de transmission d’une matrice périodique d’ouvertures rectangulaires illuminées par une onde plane polarisée linéairement suivant l’axe - x. (b) et (e) le schéma et le coefficient de transmission correspondant à une matrice d’ouvertures rectangulaires illuminées par un onde plane polarisée linéairement suivant l’axe - y. (c) correspond au schéma de la structure combinée illuminée à 45° à partir de l’axe-x alors que (f) représente l’énergie transmise dans l’ordre zéro diffracté (en trait noir continu) et la différence de phase (DP) entre les deux composantes du champ électrique transmis (E_x et E_y).

CONCLUSION

Nous avons conçu et théoriquement testé un métamatériau anisotrope basé sur des structures à transmission exaltée exhibant des modes guidés à l’intérieur de leurs ouvertures sub-longueur d’onde gravées dans des lames métalliques opaques. La différence de phase obtenue, qui peut être fixée à volonté, est directement liée aux propriétés de propagation (l’indice effectif) des modes guidés à l’intérieur de chaque ouverture [3]. Ceci nous a permis de concevoir ce genre de lames anisotropes artificielles.

REFERENCES

[1] J. -B. Masson & G. Gallot, Opt. Lett., 31 :265–267, 2006.
 [2] A. Belkhir *et al.*, Phys. Rev. E, 81:046705, 2010.
 [3] F. I. Baida, Optics Express, 18:14812, 2010.

OPTIMISATION DU MODELE D'UN LASER ANALOGIQUE DFB POUR DES TRANSMISSIONS AMOOFDM POUR LES RESEAUX PON

Thierno Ibrahima Barry, Christelle Aupetit-Berthelemot, Max Fréjus Sanya, Bouchra Ftaich-Frigui, Thomas Anfray et Jean-Pierre Cances

¹ *XLIM, UMR 6172, dpt C²S² ; Université de Limoges, CNRS; Parc ESTER Technopole, 16 rue Atlantis -BP 6804 - F 87068 Limoges Cedex, France*

thierno.barry@ensil.unilim.fr

RÉSUMÉ

L'objectif du présent article est de montrer comment modéliser correctement la bande passante d'un laser DFB utilisé en modulation directe dans le cadre d'une simulation d'une modulation optique OFDM adaptative simulée avec VPI Trasmisison[®]Maker. En effet, pour les transmissions OFDM il est indispensable que le canal ne soit pas modifié entre le moment où on l'estime et celui où les données sont envoyées.

MOTS-CLEFS : *OFDM ; chirp ; laser ; adaptative OOFDM*

1. INTRODUCTION

Face au besoin de montée en débit l'Orthogonal Frequency Division Multiplexing (OFDM) est un candidat sérieux qui a déjà fait ses preuves puisqu'il est adopté dans différentes normes comme le WiFi, le Wimax le DVB etc. On peut donc utiliser cette technique pour les futurs réseaux optiques passifs NGPON car elle permettrait d'atteindre des débits jusqu'à 10Gbits/s et plus tout en utilisant des composants bas coûts [3]. Dans ce contexte, la configuration la moins coûteuse consiste en une modulation directe d'un laser analogique et une détection directe en amplitude. Pour optimiser le débit, nous pouvons utiliser le principe de l'OFDM adaptative (AMOOFDM, algorithme de Levin Campello) qui repose sur deux étapes. La première sert à estimer le canal et la seconde à calculer les efficacités spectrales par sous porteuses pour envoyer le maximum de données. Il est nécessaire, pour simuler de telles liaisons, de développer un modèle de laser qui ne modifiera pas la réponse fréquentielle du canal entre le moment où celui-ci est estimé et le moment où on applique l'algorithme de Levin Campello et où les données sont envoyées.

En s'appuyant sur le modèle mathématique d'un laser DFB analogique on peut le modéliser en intégrant un modulateur d'amplitude représentant la réponse en puissance du laser à une commande en courant en cascade avec un modulateur de fréquence permettant de représenter le chirp (Fig. 1) [1]. La question qui va donc être traité dans cet article est de savoir comment introduire la notion de bande passante du laser indispensable dans les simulations pour pouvoir analyser les débits qui peuvent être obtenus avec une modulation AMOOFDM en fonction du type de laser utilisé.

2. LE PRINCIPE DE L'OFDM ADAPTATIVE

L'OFDM est une modulation multi porteuses qui permet d'envoyer les données en parallèle en découpant la bande passante en des sous bandes. Pour une meilleure efficacité spectrale ces sous bandes appelées aussi sous porteuses sont orthogonales aux sens du produit scalaire défini par (1)

$$\langle u, v \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} u(t) \cdot v^*(t) dt \quad (1)$$

avec $v^*(t)$ le conjugué de $v(t)$. Le signal OFDM peut être généré en utilisant des algorithmes de transformée de Fourier rapide (IFFT et FFT), il s'écrit alors (2)

$$x(t) = \sum_{k=0}^{N-1} X_k e^{j2\pi kt/T_s} \quad (2)$$

avec X_k les symboles envoyés et T_s le temps symbole OFDM. Ce signal est complexe donc pour pouvoir moduler le laser il faut utiliser une modulation IQ ou envoyer les données sous forme de signal réel. Il suffit pour cela d'appliquer une symétrie hermitienne. Le signal devient (3)

$$x(t) = 2\Re \left[\sum_{k=1}^{N-1} X_k e^{j2\pi kt/T_s} \right] \quad (3)$$

Ne connaissant pas le canal on ne peut que choisir des X_k dans une constellation de façon arbitraire. Pour augmenter le débit il convient d'augmenter l'efficacité spectrale de la constellation. Cependant le rapport signal à bruit nécessaire pour garder les mêmes performances devient plus important et les sous porteuses les plus atténuées par le canal ne vont plus pouvoir transmettre.

L'idée est donc d'envoyer une constellation moins sensible au bruit avec un débit moins important pour estimer le canal puis exécuter l'algorithme de Levin Campello [2] pour déterminer la distribution des bits et l'énergie optimaux tout en ne dépassant une énergie cible, définie par les caractéristiques du laser utilisé.

3. MODELISATION DE LA BANDE PASSANTE

L'équation suivante (4) régit le fonctionnement de la modulation du laser en tenant compte du chirp[1].

$$\underline{E}_{in} = \underline{E}_{in} \sqrt{x(t)} e^{2j\pi \int_0^t \left(C_a \cdot x(t) + \frac{\alpha}{4\pi \cdot x(t)} \frac{d(x(t))}{dt} - 0.5 \right) dt} \quad (4)$$

Cette équation peut être modélisée par le schéma de la Fig. 1 à l'exception du filtre modélisant la bande passante.

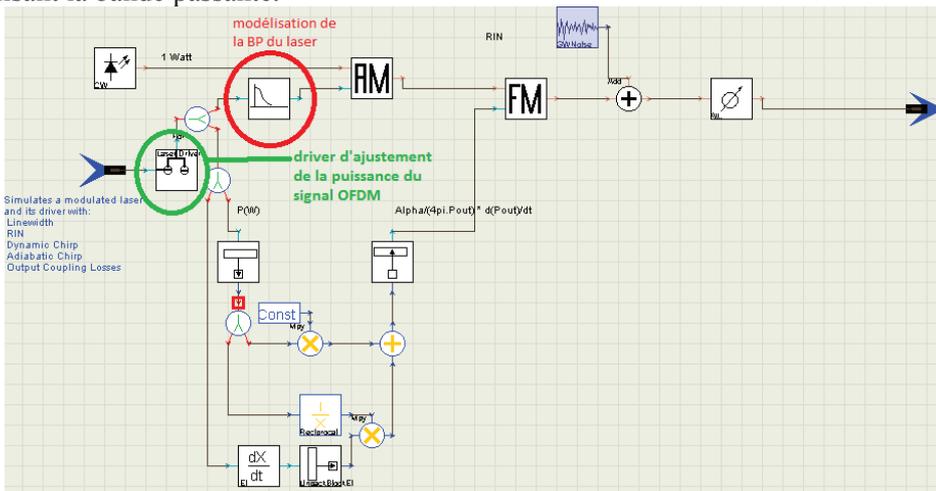


Fig. 1 : Modèle du laser : modification de la modélisation de la bande passante

Ce modèle est inséré dans la liaison à simuler sous forme d'un bloc. Deux possibilités ont été testées pour modéliser la bande passante du laser. Le premier montage proposé (montage 1) consiste à mettre, dans la chaîne simulée, un filtre, adapté au laser à modéliser, en avec le bloc du laser

défini ci-dessus, c'est-à-dire juste avant le driver. Les résultats obtenus avec ce principe sont reportés sur la figure 2. Ce montage a été utilisé dans. Une alternative (modèle 2) a été implémentée, comme proposé sur la Fig. 1 . Ainsi, la modification de la bande passante du laser n'influe pas sur le chirp. Les résultats obtenus avec ce modèle sont présentés sur la figure 3.

4. RESULTATS

Les résultats proposés sur les figures 2 et 3 représentent le débit qui peut être atteint en fonction du nombre de sous porteuses ou de la longueur de fibre pour différentes bande-passantes de laser.

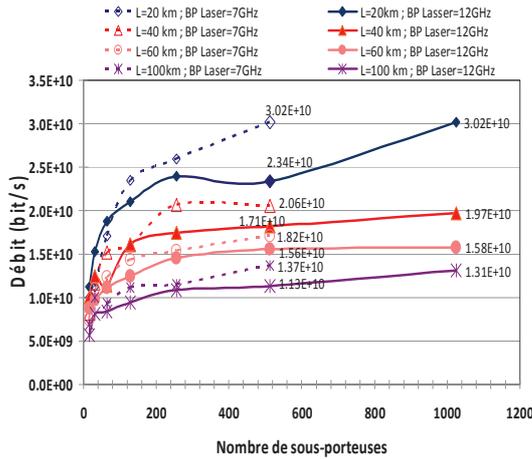


Fig. 2 : Résultats obtenue avec le montage 1

On observe sur la figure 2 que l'augmentation de la bande passante du laser induit une diminution du débit, ce qui est contraire aux démonstrations expérimentales [3]. Compte tenu du principe du modèle utilisé, le signal entrant dans le modèle du laser (sortant du filtre) a une influence à la fois sur l'amplitude et sur le chirp du laser. Or la modification de la bande passante ne doit influencer que sur la partie modulation d'amplitude, car la modification du chirp induit une modification de la réponse spectrale du canal.

Le montage 2 (figure 3) donne un résultat cohérent puisqu'en augmentant la bande passante du signal le débit augmente. Ceci est un résultat auquel on pouvait s'attendre puisque d'après la théorie de l'information sur lequel est basée Levin Campello la capacité du canal est proportionnelle à la bande passante.

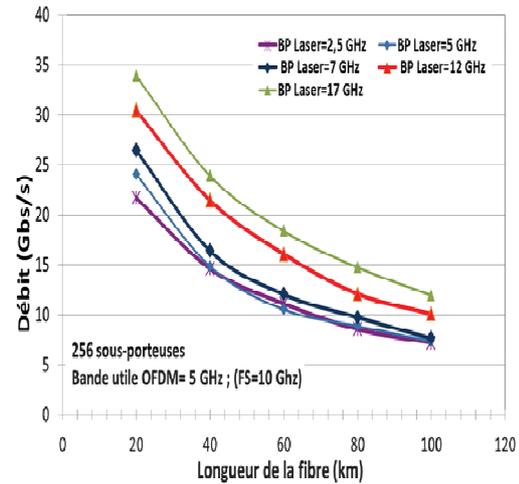


Fig. 3 : Résultats obtenue avec le montage 2

CONCLUSION

Nous avons montré dans cet article comment modéliser la bande passante du laser dans le cadre d'une cosimulation Matlab®/VPI transmission Maker® pour l'étude d'une modulation OOFDM adaptative. On a montré que les résultats de simulation sont plus réalistes et cohérents si le filtre est positionné juste sur la branche qui fait la modulation d'amplitude que sur les deux. En effet, si le signal qui est utilisé pour modéliser le chirp est filtré (BP plus faible), il s'ensuit une déviation en fréquence moindre et une amélioration du canal, ce qui est contraire au fonctionnement réel du composant.

REFERENCES

- [1] . T. L. Koch and J. E. Bowers, "Nature of wavelength chirping in directly-modulated semiconductor lasers", Electron. Letts., vol. 20, pp.1038-1040, 6th Dec. 1984
- [2] <http://wireless.stanford.edu/theses/Hichanthesis.pdf>
- [3] T.N. Duong et al., "Adaptively Modulated Optical OFDM: a low-cost solution for high bit rate Passive Optical Network"

ETUDE NUMÉRIQUE DU TRANSFERT D'ÉNERGIE ENTRE SOLITONS ET ONDES DISPERSIVES

Benoît Barviau, Olivier Vanvincq, Alexandre Kudlinski, Arnaud Mussot

PhLAM/IRCICA, Université Lille1, CNRS UMR8523/USR3380, 59658 Villeneuve d'Ascq, France

benoit.barviau@ircica.univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Cet article concerne le transfert d'énergie entre le soliton et son onde dispersive lors du passage du régime radiatif au régime de piégeage entre les deux ondes. Un transfert d'énergie vers le soliton est observé lors du passage de celui-ci au travers de l'onde dispersive.

MOTS-CLEFS : *Génération d'onde dispersive; piégeage ; transfert d'énergie*

1. INTRODUCTION

La conversion en longueur d'onde et l'accès à de nouvelles bandes spectrales est un domaine de recherche très actif. Les avancées récentes concernent la génération de spectres supercontinua très larges, s'étendant du visible jusqu'au proche infrarouge. Pour y parvenir, une onde pompe puissante est injectée en régime de faible dispersion anormale d'une fibre optique. Lors des premiers mètres de propagation, l'instabilité modulationnelle se développe et conduit à la génération de solitons. La position spectrale de ces impulsions, en régime de faible dispersion anormale, exacerbe l'impact de la pente de dispersion sur leur propagation. Cela se traduit par la perturbation des solitons stables, qui a pour conséquence notamment la radiation d'énergie sous forme d'ondes dispersives. Les solitons générées vont ensuite se décaler spectralement par auto-décalage Raman vers les hautes longueurs d'onde. Simultanément, un piégeage entre les deux ondes dû à un processus de modulation de phase croisée du soliton vers les ondes dispersives contraint ces dernières à voyager à la même vitesse que le soliton. Cela se traduit spectralement par un décalage des ondes dispersives vers le bleu, permettant ainsi l'extension du supercontinuum vers le visible. C'est d'ailleurs cette zone spectrale qui présente un intérêt applicatif, par exemple dans le domaine biomédical. Par conséquent, un important travail a été réalisé pour développer des sources SC générant des longueurs d'ondes les plus basses possibles. Cependant, il n'existe que peu de travaux concernant l'étude détaillée de la manière d'optimiser la densité spectrale de puissance (DSP) dans cette zone spectrale. C'est dans ce cadre que se place notre travail, nous proposons une étude énergétique de la propagation d'un soliton injecté près du zéro de dispersion de la fibre. Nous exposerons dans un premier temps la quantification énergétique de la déstabilisation du soliton donnant naissance à l'onde dispersive. Dans un second temps, le phénomène de piégeage entre les deux types d'impulsions sera analysé en terme énergétique.

2. DÉSTABILISATION DU SOLITON, GÉNÉRATION D'ONDE DISPERSIVE

Un soliton se propageant en régime de faible dispersion anormale d'une fibre optique est destabilisé par la pente de dispersion et transfert de l'énergie vers les ondes dispersives, par le biais d'un accord de phase. La quantité d'énergie cédée par le soliton dépend de ses paramètres initiaux et des caractéristiques de la fibre. Les travaux d'Akmediev et Karlsson ont permis de déterminer la position spectrale de la radiation ainsi que le flux d'énergie radié [1]. Nous utiliserons la même notation réduite que dans l'article cité précédemment pour définir l'équation de propagation :

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + |u|^2 u = i\varepsilon \frac{\partial^3 u}{\partial t^3} \quad (1)$$

avec, en paramètres réels : $\varepsilon = (\beta_3 L_{NL}) / (6(|\beta_2| L_{NL})^{3/2})$ et $L_{NL} = 1 / (\gamma P_0)$. Le paramètre réel γ est le coefficient non-linéaire, P_0 est la puissance crête du soliton, β_2 et β_3 sont les termes de dispersion d'ordre

2 et 3. La figure 1-(a) représente l'évolution longitudinale du pourcentage d'énergie radiée dans les ondes dispersives normalisée à l'énergie totale pour différentes valeurs de ε .

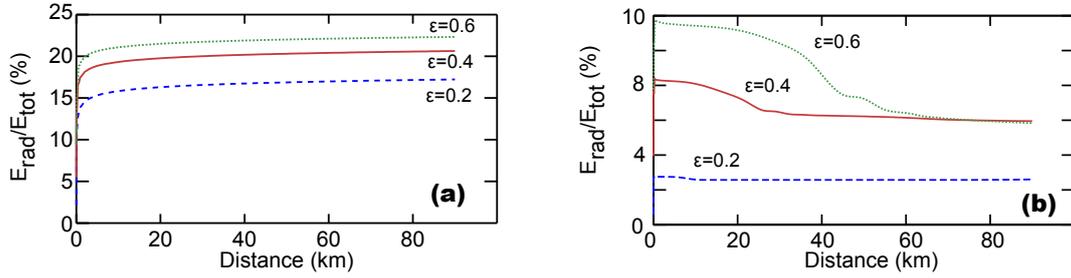


FIGURE 1 : (a) Pourcentage d'énergie radiée dans les ondes dispersives par un soliton fondamental en fonction du paramètre ε , calculé à partir des simulations numériques de l'équation (1). Le paramètre $\beta_2 = -1 \times 10^{-28} \text{ s}^2 \cdot \text{m}^{-1}$ est fixé et les valeurs de $\beta_3 = 4 \times 10^{-41}$, 8×10^{-41} et $12 \times 10^{-41} \text{ s}^3 \cdot \text{m}^{-1}$ correspondent à $\varepsilon = 0.2$, 0.4 et 0.6 respectivement. (b) Evolution longitudinale de l'énergie radiée dans les ondes dispersives lorsque l'effet Raman est inclus, i.e. équation (2).

L'impulsion initiale est une sécante hyperbolique, de 60 fs de largeur totale à mi-hauteur, le coefficient $\beta_2 = -1 \times 10^{-28} \text{ s}^2 \cdot \text{m}^{-1}$ et les valeurs des dispersions d'ordre 3 sont données dans la légende de la figure 1. Sur la figure 1-(a), nous constatons que l'énergie des ondes dispersives augmente brutalement au cours des premiers mètres de propagation et que la croissance se fait ensuite plus lentement. Ce changement brutal d'évolution résulte du fait qu'après avoir transféré une partie de son énergie vers les ondes dispersives, le soliton se décale spectralement vers les hautes longueurs d'onde en raison de la conservation des moments (rééquilibrage spectral) [2]. Il est alors moins sensible à la pente de dispersion et le transfert d'énergie est moins efficace. D'autre part, nous constatons que la quantité d'énergie radiée augmente avec ε . D'un point de vue physique, ε renseigne de la proportion d'énergie du soliton qui se trouve initialement dans le domaine normal de dispersion. On comprend alors que ce soit pour les grandes valeurs de ε que le maximum d'énergie dans les ondes dispersives est obtenu.

Après avoir rappelé le fonctionnement de base du phénomène, nous nous sommes attachés à reproduire plus exactement les conditions réalistes. Il est alors nécessaire d'inclure le terme non-linéaire Raman au sein de l'équation de propagation, qui s'écrit alors :

$$i \frac{\partial u(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u(z,t)}{\partial t^2} + (1 - f_R) |u(z,t)|^2 u(z,t) + f_R u(z,t) \int h_R(t') |u(z,t-t')|^2 dt' = i \varepsilon \frac{\partial^3 u(z,t)}{\partial t^3} \quad (2)$$

Dans cette équation, $f_R = 0.22$ et la réponse Raman $h_R(t)$ est calculée à partir de la forme expérimentale reportée en [3]. Sous cette forme, cette équation conserve l'énergie totale [4] et nous permet de calculer la quantité d'énergie émise dans le régime de dispersion normal. Pour les mêmes valeurs de ε que celles étudiées avec l'équation 1, les valeurs des énergies sont reportées en figure 1-(b). Comme dans le cas précédent, nous observons une radiation rapide dans les ondes dispersives. Par contre la suite de la propagation est caractérisée par une diminution de cette énergie. Par exemple, dans le cas $\varepsilon = 0.6$, le pourcentage d'énergie des ondes radiées passe de 10 % à 6 % entre les longueurs 20 et 80 km.

Afin de mieux comprendre ce phénomène, nous avons tracé sur la figure 2-(a) pour le cas $\varepsilon = 0.4$ l'évolution longitudinale du spectre, en distinguant le premier kilomètre du reste de la fibre. Le détail de la répartition énergétique est donné dans les figures 2-(b) et (c), présentant respectivement l'énergie normalisée du soliton, ainsi que l'énergie dans la gamme spectrale du régime normal de la fibre (pour $\lambda < \lambda_{rad}$). Nous avons vérifié que l'énergie totale se conserve. Lors du premier kilomètre de propagation, présenté en échelle dilatée en figure 2, c'est le phénomène de radiation qui prime. Nous pouvons constater que la condition d'accord de phase est respectée, comme l'indique le bon accord entre la position de l'énergie radiée et le tracé de cet accord de phase λ_{AP} superposé en Fig.2-(a). Nous constatons ainsi une déplétion de l'énergie du soliton au profit des ondes dispersives (Fig. 2-(b)(c)). Ensuite, entre 1 et 90 km, c'est le phénomène de piégeage par modulation de phase croisée entre le soliton et l'onde

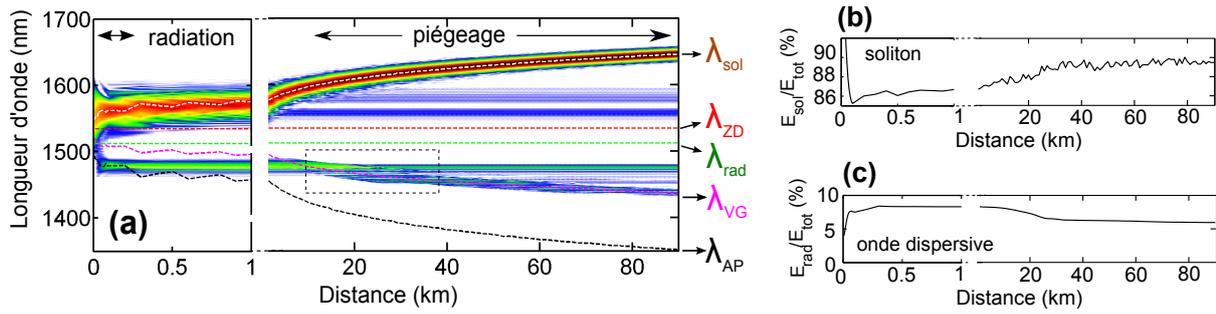


FIGURE 2 : (a) Evolution au cours de la propagation du spectre d'un soliton de 60 fs dans le cas $\varepsilon = 0.4$ simulée à partir de l'équation (2), l'échelle des abscisses est dilatée sur le premier kilomètre afin de mieux faire apparaître le régime radiatif. (b) Evolution de l'énergie du soliton au cours de la propagation, obtenue par un fit temporel. (c) Evolution de l'énergie de l'onde dispersive, calculée spectralement pour $\lambda < \lambda_{rad}$.

dispersive qui régie la dynamique, selon l'accord en vitesse de groupe reporté en pointillé rose λ_{VG} . L'étude attentive de la figure 2 montre que la perte d'énergie des ondes dispersives et l'augmentation de celle du soliton s'effectue lors du passage de l'onde piégée par le soliton (à la longueur d'onde λ_{VG}) au travers des ondes dispersives initialement radiée à 1480 nm. Cette transition est repérée par le cadre en pointillé. Ce transfert d'énergie est a priori inattendu. Nous avons vérifié méticuleusement l'exactitude de nos simulations ainsi que les méthodes mises en oeuvre pour mesurer les énergies. Nous pensons donc qu'il s'agit d'un phénomène physique. Cette étude conduit donc à supposer que le transfert s'effectue, au moins en partie, des ondes dispersives vers le soliton. Les travaux que nous menons actuellement visent à clarifier ce phénomène et à identifier l'effet non-linéaire supplémentaire à la modulation de phase croisée qui est à l'origine du transfert d'énergie.

Ce résumé présente des travaux préliminaires que nous précisons lors de la conférence. Nous optimiserons les paramètres permettant le transfert d'énergie vers les basses longueurs d'onde. Nous étudierons également le mécanisme de piégeage en simulant la dynamique de propagation d'un champ initial composé de deux impulsions, le soliton et une onde dispersive, dans le but de quantifier l'énergie maximale qu'un soliton est susceptible de piéger. En effet, des travaux antérieurs ont étudié ce mécanisme [5], mais jamais, à notre connaissance, une quantification des limites de ce phénomène n'a été effectuée.

CONCLUSION

Nous étudions la dynamique de transfert entre le soliton et l'onde dispersive. Ce retour sur les processus à la base de la génération des SC nous permet d'améliorer la compréhension de la propagation d'une impulsion unique ou d'un couple d'impulsions piégées, dans le but d'optimiser la DSP aux basses longueurs d'onde des SC. Pour des distances plus importante, l'efficacité du mécanisme de piégeage influe sur les dynamiques temporelles, ce qui n'est pas sans lien avec les ondes scélérates.

RÉFÉRENCES

- [1] N. Akhmediev and M. Karlsson, "Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers," *Phys. Rev. A*, vol. 51, no. 3, pp. 2602–2607, Mar 1995.
- [2] H. H. Kuehl and C. Y. Zhang, "Effects of higher order dispersion on envelope solitons," *Phys. Fluids B*, vol. 2, p. 889, 1990.
- [3] T. Sylvestre, P. T. Dinda, H. Maillotte, E. Lantz, A. B. Moubissi, and S. Pitois, "Wavelength conversion from 1.3 μ m to 1.5 μ m in single-mode optical fibres using raman assisted three-wave mixing," *J. Opt A : Appl. Opt*, vol. 2, no. 132-141, 2000.
- [4] K. Blow and D. Wood, "Theoretical description of transient stimulated raman scattering in optical fibers," *Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, pp. 2665 – 2673, 1989.
- [5] N. Nishizawa and T. Goto, "Pulse trapping by ultrashort soliton pulses in optical fibers across zero-dispersion wavelength," *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 3, pp. 152–154, Feb 2002.

FIBRE A COEUR CREUX POUR LE TRANSPORT D'ENERGIES MULTI-MJ

B. Beaudou¹, F. Gerôme¹, G. Gaborel², G. Humbert¹, J.-L. Auguste¹, Y. Cheng³, J.-M. Blondy¹, F. Benabid^{1,3},

¹*Xlim - UMR 6172 Université de Limoges/CNRS, 123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges Cedex, France*

²*Meggitt Sensing Systems, 8 Chemin de l'Etang, BP15, 16730 Fléac France*

³*Centre for Photonics and Photonic Materials, University of Bath, Claverton Down, Bath, BA2 7AY, UK*

gerome@xlim.fr

RÉSUMÉ

L'objet du présent article la conception d'une fibre microstructurée à cœur creux optimisée pour la transmission de hautes énergies à 1064nm. De part le faible recouvrement du champ électrique avec la silice (0,05%) nous démontrons expérimentalement le transport fibré d'impulsions nanoseconde de 4mJ.

MOTS-CLEFS : *fibre à cœur creux, haute énergie*

1. INTRODUCTION

Le transport d'impulsion laser de haute énergie est un domaine largement étudié depuis le début des années 70. De part le seuil de dommage de la silice, les fibres conventionnelles ne sont pas des candidates appropriées pour le transport de puissance. Cependant des applications telle que le micro usinage ou l'allumage laser nécessite des solutions fibrées alliant forte tenue aux flux et bonne qualité spatiale de faisceaux. Une approche prometteuse est l'utilisation de fibre à cœur creux à bande interdite photonique (HC-PBG). De premières études ont déjà démontré leurs capacités, en régime ns- [1,2] et fs- [3], à répondre à ces problématiques en terme de faibles pertes, bonnes qualité de faisceaux et de tenue au flux. Cependant, la relative faible dimension du cœur de ces fibres ($< 15\text{-}20\mu\text{m}$) oblige à réduire drastiquement la taille du faisceau au point focal, atteignant alors la densité de puissance d'ionisation de l'air ($\approx 10^{11} \text{ W/cm}^2$) et limitant le couplage à 0,6mJ [1]. Malgré l'utilisation de dispositif expérimental sous vide évitant les dommages plasma des faces de la fibre, l'énergie couplée ne dépasse pas le milli Joule [2]. L'approche développée dans cet article est de concevoir une fibre à cœur creux particulière (HC-PCF) basée sur une structure à maille de Kagomé dans le but de dépasser le seuil du milli Joule tout en conservant de faibles pertes et une bonne qualité de faisceau.

2. CONCEPTION, FABRICATION ET CARACTERISATION

La structure de la fibre est basée sur une microstructure à 2 couronnes de type « Kagomé » ou le cœur est réalisé par le retrait d'un capillaire (encart Fig. 1a). Dans une telle structure la transmission et les pertes optiques peuvent être contrôlées en partie par un mécanisme d'anti-résonance au niveau de la couronne de silice entourant le cœur (épaisseur notée t et égale, dans le cas présent, à 660nm pour centrer la second bande de transmission à 1064nm). De part ce mécanisme le recouvrement entre le mode guidé et la silice peut être réduit d'un ordre de grandeur comparé au HC-PCF à bande interdite photonique [4]. Cet état de fait est vérifié par l'intermédiaire d'une simulation numérique basée sur la méthode des éléments finis. Dans le cas de la structure présentée ici, le recouvrement est inférieur à 0,05% à 1064nm (Fig.1b) nous permettant théoriquement de coupler une dizaine de mJ dans le cœur d'air sans détériorer la microstructure. De plus, cette architecture de fibre permet l'accès à des tailles de cœur supérieures aux fibres à bande interdites photoniques [5] du fait que la bande de transmission ne soit pas directement liée à la

périodicité de la microstructure. Un cœur de $60\mu\text{m}$ a été retenu dans un premier temps (18 fois la surface d'une fibre 19-cell guidant à 1064nm) car cette valeur permet de s'affranchir des problèmes d'ionisation lors du couplage tout en conservant un diamètre extérieur suffisamment faible pour conserver une fibre flexible. On peut noter que des diamètres de cœur supérieurs sont réalisables par cette architecture.

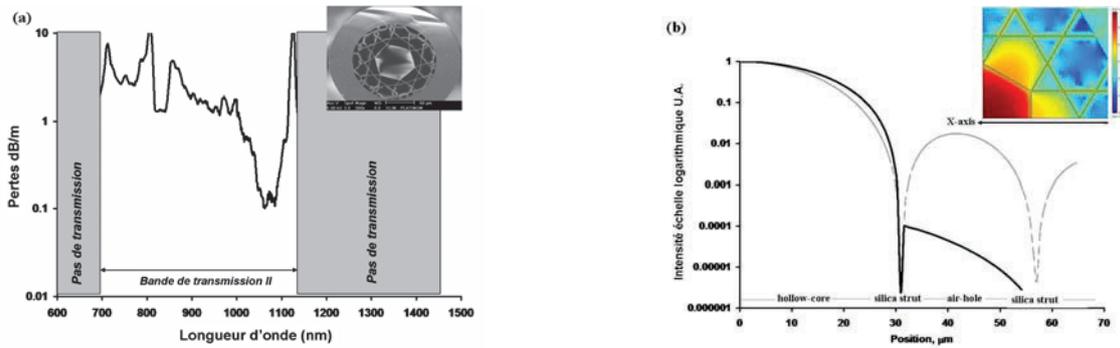


Fig 1: (a) Mesure de pertes de la fibre Kagomé fabriquée. Une photographie de la fibre correspondante prise au microscope électronique à balayage est reportée en encart ; (b) Distribution d'intensité du mode fondamentale de la fibre Kagomé (noir/axe-X) est tracée en échelle logarithmique et comparée à une fonction d'Airy (gris). L'encart permet de démontrer le faible recouvrement avec les ponts de silice.

Le fibre est ensuite fabriquée par la méthode du « stack and draw » conformément au design établi. Cette architecture de fibre simplifiée permet d'obtenir la fibre en un seul jour. Les pertes ont été mesurée par la méthode du « cut-back » et présente un minimum de 200dB/km à 1064nm confirmant les simulations numériques.

3. EXPERIENCE

Le montage expérimental est composé d'un laser Nd:YAG délivrant des impulsions de 50mJ maximum pour une durée de 7ns et un taux de répétition de 5Hz à 1064nm . Le profil spatial du faisceau présente une évolution en fonction de Bessel afin de maximiser la correspondance avec le profil du mode fondamental de la fibre (Fig. 2a). La figure de champ au point focale suit, comme le mode fondamental de la fibre, une évolution en fonction d'Airy où les zéros sont choisis afin de correspondre aux ponts de silice (Fig 1.b). Un polariseur de Glan permet de contrôler l'énergie et des miroirs diélectriques permettent de régler l'angle d'incidence du faisceau. Le couplage est réalisé dans 40cm de fibre par le biais d'une lentille de focale 53mm (focale effective à 1064nm). En sortie de fibre les mesures sont faites par l'intermédiaire d'un Joule mètre et d'une caméra CCD.

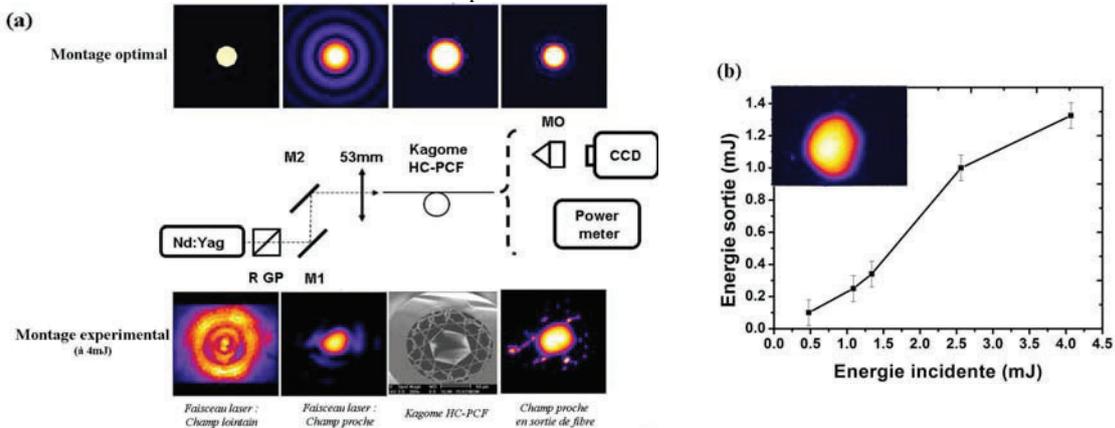


Fig. 2: (a) Montage expérimental. (R GP) Polariseur de Glan, (M) miroir, (MO) objectif de microscope ; évolutions théorique et expérimentale (à 4 mJ) du faisceau. (b) Energie en sortie de fibre en fonction de l'énergie incidente.

Les résultats sont tracés sur la figure 2b. A cause du caractère multi mode du tronçon de fibre, l'efficacité de couplage est assez faible ($\approx 30\%$). Pour les énergies incidentes supérieures à 2,5mJ, un désalignement du faisceau est observé menant à un début de dégradation de la fibre. Par conséquent, le champ proche en sortie de fibre présente une portion de puissance localisée dans la gaine microstructurée (encart Fig. 2a). La puissance incidente injectée avant destruction de la fibre atteint cependant la valeur de 4mJ, représentant une amélioration d'un facteur 6 de l'état de l'art des fibres HC-PCF. Une amélioration du montage expérimentale devrait pouvoir amener cette valeur plus près des 10mJ nécessaire aux applications telles que l'allumage laser ou l'usinage.

4. CONCLUSION

En conclusion, une fibre à large cœur creux à matrice Kagomé a été conçue, fabriquée et optimisée pour transmettre des impulsions de fortes énergie à 1064nm. Du fait du mécanisme de confinement, le recouvrement entre le mode guidé et les ponts de silice de la gaine microstructurée est réduit d'un ordre de grandeur comparé aux fibres à cœur creux à maille triangulaire. En combinant cette propriété à un laser émettant un profil de faisceau de type Bessel, des impulsions nanoseconde de 4mJ ont été couplées et transmises. Cette valeur d'énergie représente une amélioration d'un facteur 6 de l'état de l'art, représentant une première étape vers le transport d'impulsions multi-mJ.

Remerciement : Cette étude a été financée par la DGA par le contrat 2009-334-0037.

RÉFÉRENCES

- [1] J. D. Shephard, J. D. C. Jones, D. P. Hand, G. Bouwmans, J. C. Knight, P. St. J. Russell, and B. J. Mangan, "High energy nanosecond laser pulses delivered single-mode through hollow-core PBG fibers," *Opt. Express* **12**, 717-723 (2004).
- [2] J. Tauer, F. Orban, "High-throughput of single high-power laser pulses by hollow photonic band gap fibers," *Laser Phys. Lett.* **4** (6), 444-448 (2007).
- [3] C. J. Hensley, M. A. Foster, B. Shim, and A. L. Gaeta, "Extremely High Coupling and Transmission of High-Powered-Femtosecond Pulses in Hollow-Core Photonic Band-Gap Fiber" *CLEO proceeding JFG1* (2008).
- [4] F. Couny, F. Benabid, P. J. Roberts, P. S. Light and M. G. Raymer, "Generation and Photonic Guidance of Multi-Octave Optical-Frequency Combs", *Science* **318**, 1118-1121 (2008).
- [5] N. Wheeler, M. D. Grogan, P. S. Light, F. Couny, T. A. Birks and F. Benabid, "Large Core Acetylene-Filled Photonic Microcells Made by Tapering the Hollow-Core Fiber", *CLEO proceeding CtuS5* (2010).

SOURCE ACCORDABLE EN LONGUEUR D'ONDE POUR LE DEMULTIPLEXAGE A HAUTE CADENCE DE CAPTEURS A RESEAUX DE BRAGG

Mourad Ben Abdallah, Guillaume Laffont, Nicolas Roussel et Pierre Ferdinand

CEA, LIST, Laboratoire de Mesures Optiques, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

RÉSUMÉ

Cet article présente le développement d'une source accordable pour l'interrogation à haute cadence de capteurs à réseaux de Bragg multiplexés en longueur d'onde. La source réalisée permet à ce jour de balayer une plage de 85 nm, avec une puissance moyenne de 1 mW, à une fréquence nominale comprise entre 20 kHz et 100 kHz suivant le pilotage de l'interféromètre de Fabry-Perot accordable inséré dans la boucle. Cette source a été utilisée pour interroger une ligne de capteurs à réseaux de Bragg, sur une gamme de déformations de [0 ; 4000 $\mu\text{m}/\text{m}$].

MOTS-CLEFS : Laser ; Capteur à Fibres Optiques ; réseau de Bragg ; déformations

1. INTRODUCTION

Les Capteurs à Fibres Optiques (CFO) fondés sur la technologie des réseaux de Bragg [1] offrent de nombreux avantages en termes de sensibilité, fiabilité, faible intrusivité, isolation galvanique, ainsi que la possibilité de réaliser des mesures déportées à grande distance. Dans cette étude, nous nous sommes intéressés aux systèmes d'interrogation de ces capteurs, qui doivent être capables de mesurer des décalages spectraux très faibles tout en scrutant une fenêtre spectrale aussi étendue que possible (plusieurs dizaines de nanomètres) de façon à adresser un grand nombre de capteurs. De tels systèmes doivent pouvoir également interroger plusieurs fibres de mesure en parallèle, et ce à des cadences pouvant atteindre quelques dizaines de kHz [2]. De nombreuses approches ont été étudiées et mises en œuvre à ce jour pour implémenter cette fonction. Dans cette étude, nous avons réalisé et caractérisé une source spectralement accordable, obtenue par filtrage et amplification [3, 4] au sein d'une cavité en anneau.

2. SOURCE ACCORDABLE PAR FILTRAGE ET AMPLIFICATION : PRINCIPE & FONCTIONNEMENT

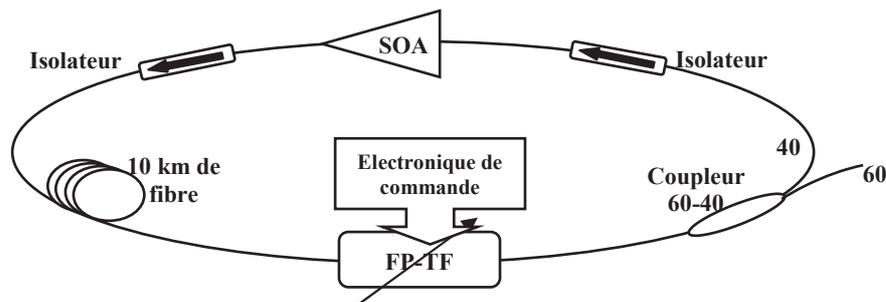


Fig. 1 : Schéma de principe de la source accordable en longueur d'onde.

La source accordable en longueur d'onde utilise une configuration en anneau et se compose d'un amplificateur semi-conducteur (SOA) avec deux isolateurs intégrés disposés de part et d'autre, d'un filtre Fabry-Perot (FP) accordable et d'un coupleur optique présentant un rapport 60-40. Il comporte également une fibre optique monomode d'environ 10 km de long dont le rôle est de permettre une synchronisation de la cadence de balayage du FP avec l'inverse du temps de parcours au sein de la cavité. La figure 1 illustre le principe de réalisation de cette source accordable en longueur d'onde fonctionnant par filtrage et amplification. Le filtre FP est ici accordé en longueur d'onde à l'aide d'un signal de commande sinusoïdal de période égale au temps de parcours $\Delta\tau$ de la

cavité en anneau, ou à l'un de ses sous-multiples. Par conséquent, à chaque instant t_i , la transmission spectrale du FP est à nouveau centrée sur la longueur d'onde précédemment transmise à $t_i - N.\Delta\tau$. Ainsi, à chaque tour, le FP ne laisse passer que cette raie, en supprimant tout signal rapporté lors de l'amplification, par le SOA, aux autres longueurs d'onde.

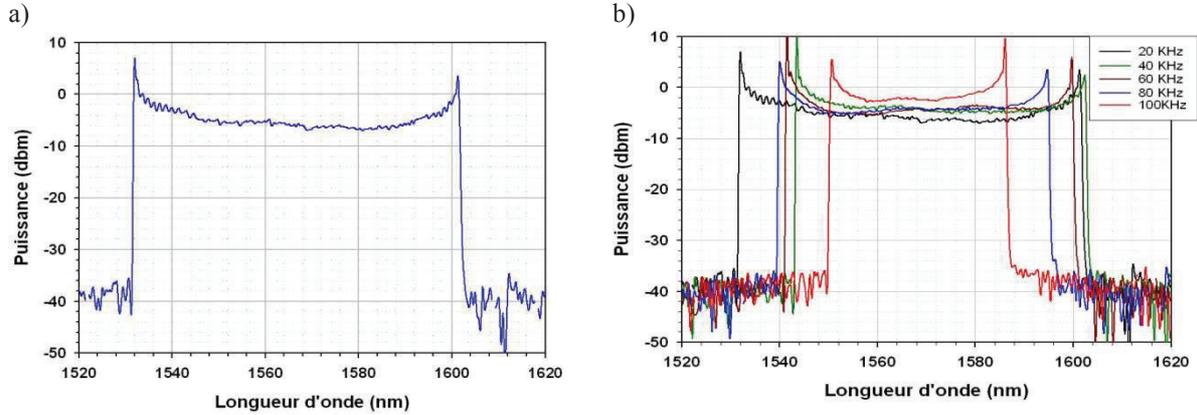


Fig. 2 : a) Spectre du signal en sortie de la source pour une fréquence de balayage du filtre FP fixée à 20 kHz. b) Spectre du signal en sortie de la source pour différentes fréquences de balayages du filtre.

Le spectre en sortie de la source, illustré par la figure 2(a), est obtenu pour une fréquence de balayage du FP de 20 kHz. Ce dernier est commandé par un signal sinusoïdal d'amplitude 18 Vc-c, donnant lieu à une largeur spectrale en sortie de 85 nm, sur la plage comprise entre 1530 nm et 1615 nm. Le courant de pilotage du SOA (500 mA) permet d'obtenir une puissance moyenne intégrée de 1 mW. A l'aide d'un analyseur de spectre optique (OSA), nous avons également obtenu les spectres d'émission pour la fréquence de balayage du filtre (20 kHz) et pour toutes les autres harmoniques ($N > 1$), spectres superposés sur la figure 2(b). Nous constatons l'apparition de pics de puissance aux extrémités de chaque spectre, induits par la forme sinusoïdale du signal de commande et donc par la diminution, à ces extrémités, de la vitesse de balayage du FP. Au final, la bande spectrale prend les valeurs de 85, 70, 70, 60 et 40 nm respectivement aux fréquences 20, 40, 60, 80, et 100 kHz. Cette chute de la plage spectrale balayée par la source vs la cadence de balayage est liée aux fréquences de coupure du filtre FP et de son électronique de pilotage.

3. INTERROGATION D'UNE LIGNE DE CAPTEURS A FIBRE OPTIQUE A RESEAUX DE BRAGG

La figure 3 illustre le schéma du montage visant l'interrogation d'un CFO à réseaux de Bragg. Pour interroger cette ligne de capteurs nous avons utilisé notre source accordable en longueur d'onde par filtrage et amplification, avec une fréquence de balayage fixée ici à 20 kHz.

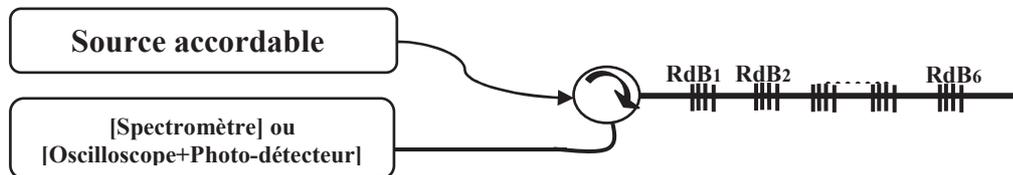


Fig. 1 : Schéma de principe du système d'interrogation pour capteurs à réseaux de Bragg.

La source est reliée à un circulateur qui permet d'interroger en réflexion une ligne de mesure composée de 6 réseaux de Bragg standard, photo-inscrits dans une fibre de type SMF28. Le signal réfléchi par ceux-ci est à son tour dirigé vers l'OSA, ainsi qu'un oscilloscope suivi d'un photodétecteur en InGaAs.

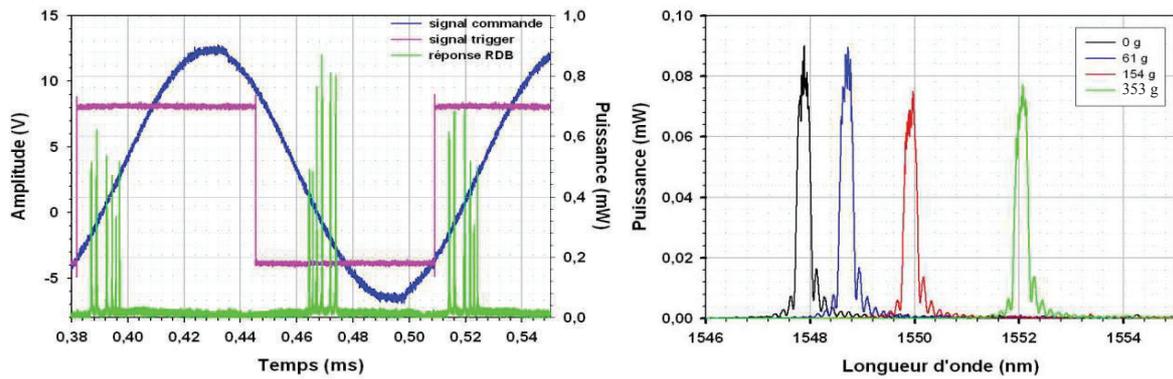


Fig. 4 : a) Réponse temporelle du capteur en absence de sollicitations mécaniques, b) Réponse spectrale d'un seul réseau en présence de différents niveaux de déformations (induites par des poids placés en extrémité de fibre).

Masse \ RdB	Déformations induites [$\mu\text{m}/\text{m}$]	RdB1 [pm]	RdB2 [pm]	RdB3 [pm]	RdB4 [pm]	RdB5 [pm]	RdB6 [pm]	Sensibilité moyenne [$\text{pm}/(\mu\text{m}/\text{m})$]
61,2 g	699	821	832	821	823	821	825	1,18
153,4 g	1752	2057	2015	2055	2059	2061	2063	1,17
353,2 g	4033	4193	4194	4185	4189	4195	4202	1,04

Tableau 1 : Décalage spectral, par rapport à la longueur d'onde de Bragg au repos, en fonction du niveau de déformation appliqué.

Comme l'illustre la figure 4(a), nous détectons sur l'oscilloscope les signaux réfléchis qui consistent en une série de pics dans le domaine temporel. Ces pics représentent les spectres en réflexion des six réseaux de Bragg inscrits le long de la fibre, en une même zone de la ligne de mesure. Cette expérience a été, dans un premier temps, réalisée en l'absence totale de sollicitation mécanique. La largeur à 3 dB de chaque pic est de 150 pm. Dans un second temps, nous avons appliqué trois niveaux de déformations successifs en suspendant différentes masses (61 g, 153 g et 353 g) au bout de la ligne de mesure. La figure 4(b) illustre la réponse spectrale, non filtrée, d'un seul des 6 réseaux pour cette série de déformations induites. Nous pouvons également remarquer (Cf. tableau 1), que cette réponse diffère quelque peu d'un réseau à l'autre (de quelques picomètres), ce qui est dû à un manque de précision dans la détection de la longueur d'onde centrale des pics de Bragg du fait du bruit provenant des fluctuations rapides d'intensité de la source accordable.

CONCLUSION

Nous avons réalisé une source rapide accordable en longueur d'onde par amplification et filtrage sur une plage de 85 nm, de puissance de sortie de 1 mW. Cette source nous a permis d'interroger une ligne de mesure comportant six réseaux de Bragg. Les améliorations futures viseront entre autres à augmenter la puissance en sortie, la fréquence de balayage et la plage spectrale, ainsi qu'à réduire le bruit de mesure.

REFERENCES

[1] P. Ferdinand, Capteurs à fibres optiques à réseaux de Bragg, Techniques de l'Ingénieur, R 6735, pp. 1-24, déc. 1999
 [2] P. Ferdinand, S. Magne, G. Laffont, V. Dewynter, L. Maurin, C. Prudhomme, N. Roussel, M. Giuseffi, S. Maguis, Optical fiber sensors from laboratory to field trials, Applications and trends at CEA LIST. Fiber and Integrated Optics, Vol. 28, Nr 1, 2009
 [3] E. J. Jung, C. Kim, M. Y. Jeong, M. K. Kim, M. Y. Jeon, W. Jung and Z. Chen, Characterization of FBG sensor interrogation based on a FDML wavelength swept laser, Optics Express, Vol.16, No. 21, 2008
 [4] R. Huber, M. Wojtkowski and J. G. Fujimoto, FDL: A new laser operating regime and applications for optical coherence tomography, MIT, Cambridge, Optics Express, Vol. 4, No. 8, 2006.

ÉTUDE DES DIFFÉRENTS RÉGIMES DE FONCTIONNEMENT D'UN AMPLIFICATEUR PARAMÉTRIQUE À FIBRE D'IMPULSIONS À DÉRIVE DE FRÉQUENCE

Damien Bigourd¹, Laure Lago¹, Alexandre Kudlinski², Emmanuel Hugonnot¹ et Arnaud Mussot²

¹ CEA CESTA, B.P. 2, 33114 Le Barp Cedex, France

² Université des Sciences et Technologies de Lille, IRCICA, FR CNRS 3024, Laboratoire PhLAM, UMR CNRS 8523, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

mussot@phlam.univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions en détail les différents régimes de fonctionnement (linéaire et saturé) d'un amplificateur paramétrique fibré d'impulsions à dérive de fréquence (FOPCPA). Cette étude numérique et expérimentale, pour des impulsions femtosecondes à 1 μm , devrait permettre d'approfondir les connaissances sur ces amplificateurs et ainsi d'optimiser leurs performances pour parvenir à extraire plus d'énergie.

MOTS-CLEFS : *Amplification paramétrique, impulsions à dérive de fréquence ;*

INTRODUCTION

Les amplificateurs paramétriques à fibre optique (FOPA) ont connu un vif succès voici quelques années dans le contexte des télécommunications optiques. En effet, leurs larges bandes de gain représentent un intérêt du premier ordre pour amplifier simultanément les nombreux canaux de signaux multiplexés en longueurs d'ondes [1]. D'autre part, ces caractéristiques se révèlent également extrêmement intéressantes pour amplifier une seule impulsion possédant un spectre large. Jusqu'alors, ces impulsions qui sont étirées temporellement afin de réduire leur puissance crête pour éviter tout dommage, sont ensuite, soit amplifiées dans des amplificateurs paramétriques massifs à base de cristaux nonlinéaires d'ordre deux [2], soit dans des fibres dopées à partir de terres rares [3]. Ces deux dispositifs permettent d'obtenir, une fois recomprimées, des impulsions extrêmement puissantes (jusqu'au Peta-Watt) et constituent des sources lasers de choix pour étudier les processus d'interactions laser-matière. Cependant, les amplificateurs paramétriques massifs sont relativement complexes à aligner et demeurent très encombrants. Les amplificateurs à fibre dopée ne présentent pas ce type de désagrément, mais leur principe de fonctionnement de base requiert un stockage de l'énergie de pompe à l'intérieur du matériau, qui est ensuite cédée sous forme d'émission spontanée ou stimulée. Ainsi, bien que l'onde pompe soit coupée un signal de fluorescence continue à être émis sur un temps suffisamment long pour que le taux d'extinction du signal à amplifier soit dégradé. Il devient alors quasiment inutilisable pour les applications de type interaction laser-matière. Il y a quelques années, Hanna *et al.* ont proposé de combiner les avantages de ces deux architectures d'amplificateurs en une seule en utilisant les amplificateurs paramétriques à fibre. Ces travaux théoriques ont rapidement été confirmés par des expériences, réalisées aux longueurs d'ondes des télécommunications [5] avec des signaux picosecondes dans un premier temps par simplicité et pour démontrer la faisabilité du dispositif, puis à 1 μm avec des impulsions femtosecondes [6]. Mis à part l'énergie de sortie, cette dernière configuration correspond tout à fait aux caractéristiques requises pour les expériences d'interactions laser-matière. Il est donc indispensable d'améliorer les performances de ces amplificateurs paramétriques à fibre d'impulsions à dérive de fréquence (FOPCPA) pour qu'à terme, ils puissent remplacer avantageusement le premier étage d'une chaîne d'amplification PetaWatt massive. C'est dans ce contexte que nous proposons une étude détaillée des régimes de fonctionnement de ces

amplificateurs afin d'en améliorer leur compréhension pour parvenir à augmenter leur niveau d'énergie de sortie.

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le dispositif expérimental est identique à celui présenté dans la Ref. [6] à l'exception du fait que la longueur de fibre microstructurée est de 240 m. Nous avons utilisé une pompe au profil temporel carré de 4,5 ns de largeur à mi-hauteur, de 6 W de puissance crête et centrée à 1066,3 nm, juste au dessus de la longueur d'onde de dispersion nulle (ZDW) de la fibre optique (1065,4 nm). Son allure temporelle est représentée en trait plein rouge sur la Figure 1-(a). Lorsque cette pompe est injectée seule dans la fibre optique on obtient un spectre de fluorescence paramétrique dont les maxima sont situés à environ +/- 16 nm de la pompe (traits pointillés verts sur la Fig. 1-(b)). Un signal de 200 fs de largeur à mi-hauteur est étiré jusqu'à 4,5 ns à -20 dB et centré à 1053 nm est injecté dans la fibre amplificatrice. Le fait que sa longueur d'onde centrale soit légèrement inférieure au maximum de la courbe de fluorescence paramétrique est dû au fait que nous avons soigneusement ajusté les paramètres de la pompe (puissance et longueur d'onde) afin d'obtenir le spectre de sortie le plus plat possible (trait plein bleu sur la Fig. 1-(b)). Cette caractéristique se révèle importante dans une chaîne d'amplification massive car elle permet une répartition homogène de l'énergie et fait ainsi chuter le seuil d'apparition d'effets non linéaires. Ce signal de 1,2 pJ d'énergie a ainsi été amplifié avec plus de 35 dB de gain. Il a ensuite été filtré et recomprimé efficacement, comme on peut le voir sur la figure 1-(c) qui représente les traces d'autocorrélation du signal de départ (croix) et celui de sortie amplifié (cercles).

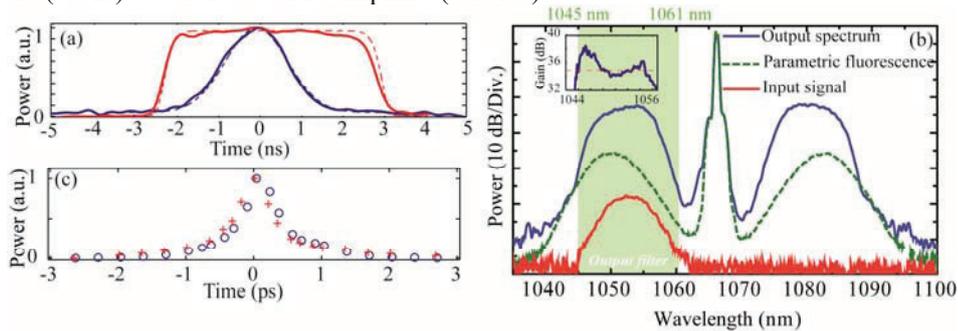


Figure 1 : (a) Allures temporelles de la pompe (rouge) et du signal étiré (bleu), expérimentales (traits pleins) et numériques (traits pointillés). (b) spectre de fluorescence paramétrique (pointillés verts), spectre de sortie avec signal (trait plein bleu) et spectre du signal d'entrée (trait plein rouge).

RESULTATS NUMERIQUES

Afin de pouvoir analyser l'évolution des caractéristiques du signal au cours de sa propagation dans la fibre, nous avons réalisé des simulations numériques, les plus réalistes possibles.

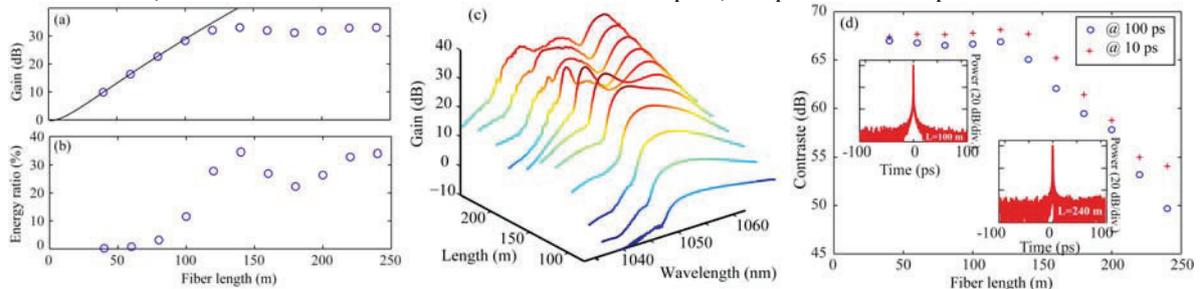


Figure 2 : Evolution en fonction de la longueur (a) du gain en énergie (cercles) et du gain en puissance d'un signal monochromatique (trait plein), (b) du rapport d'énergie de la pompe sur celle du signal, (c) de la courbe de gain et (d) du contraste sur le signal recomprimé à 10 et 100 ps.

Les caractéristiques de la fibre et de la pompe sont identiques à celles de l'expérience (voir les allures temporelles de la pompe et du signal étiré en traits pointillés sur la Fig. 1-(a)) et nous avons utilisé l'équation de Schrödinger nonlinéaire incluant la diffusion Raman et la pente de la dispersion. Nous avons obtenu un gain en énergie de 33,5 dB au bout de 240 m de fibre, en bon accord avec les résultats expérimentaux. La figure 2-(a) représente l'évolution du gain en énergie en fonction de la longueur (cercles). On constate que jusqu'à environ 120 m le gain est exponentiel alors qu'ensuite il sature. On remarquera que dans la première partie de fibre le gain en énergie est identique au gain en puissance d'un signal monochromatique centré à 1053 nm (trait plein) signifiant que les outils analytiques simples peuvent être utilisés pour caractériser grossièrement le gain d'un FOPCPA en régime linéaire. Nous avons ensuite représenté l'évolution de l'énergie de pompe en fonction de la longueur sur la Fig. 2-(b). On constate qu'à l'issue du régime linéaire environ 30 % de l'énergie de pompe est convertie sur les ondes signal et idler. Cela contraste significativement avec les FOPA dans le contexte des télécommunications où seulement quelques pourcent de pompe sont convertis vers les signaux à amplifier [1]. Le rapport d'énergie diminue avant d'augmenter ensuite ce qui semble montrer l'existence d'un phénomène de reconversion de l'énergie du signal/idler vers la pompe. Le régime de saturation de l'amplificateur est clairement visible sur les courbes de gain représentées sur la Fig. 2-(c) où l'on voit, d'une part, que la position maximale du signal se décale vers la pompe et d'autre part, l'apparition d'un second pic d'amplification aux alentours de 1050 nm, qui semble croître à partir du bruit. L'amplification de ces composantes bruitées devraient conduire à une dégradation significative de la qualité d'amplification que l'on quantifie par le contraste du signal recomprimé. Après avoir filtré et recomprimé les impulsions de sortie, nous constatons sur la figure 2-(d) que le contraste, mesuré respectivement à 10 ps et 100 ps du centre de l'impulsion est de 67 dB dans la partie linéaire d'amplification (jusqu'à 120 m) puis qu'il chute progressivement jusqu'à 50 dB à la fin de la fibre. L'amplification de composantes spectrales bruitées semble effectivement être responsable de cette dégradation, mais ces valeurs de contraste demeurent néanmoins excellentes et pourraient convenir à des expériences d'interaction lumière-matière.

CONCLUSION

Nous avons proposé une étude numérique et expérimentale d'un amplificateur paramétrique à fibre d'impulsions à dérive de fréquence. Le dispositif réaliste, mettant en jeu des impulsions femtosecondes à 1 μm typiques pour des expériences d'interaction laser-matière, nous a permis de les amplifier avec plus de 35 dB de gain et de les recomprimer efficacement. Notre étude numérique nous a ensuite permis d'identifier les régimes linéaires et de saturation de ces amplificateurs et de constater que les outils analytiques simples développés à partir d'ondes monochromatiques pour les FOPA permettent de retrouver relativement précisément le gain d'amplification en énergie des FOPCPA en régime linéaire. De plus, nous avons mis en évidence que le contraste est fortement dégradé en régime de saturation alors qu'on obtient d'excellentes valeurs en régime linéaire, proche de celle des amplificateurs paramétriques massifs. Cette étude nous a permis d'approfondir la compréhension du fonctionnement de ces amplificateurs et pourrait ouvrir la voie vers de nouvelles architectures OPCPA hybrides, mêlant les systèmes massifs et les systèmes fibrés.

RÉFÉRENCES

- [1] M. E. Marhic, *Fiber optical parametric amplifiers, oscillators and related devices* (Cambridge university press, 2008)
- [2] A. Dubietis *et al.*, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **12**, 163 (2006)
- [3] T. Eidam *et al.*, Opt. Express **19** (1) 255-260 (2011)
- [4] M. Hanna *et al.*, Opt. Exp. **14**, 2783 (2006)
- [5] C. Caucheteur *et al.*, Opt. Lett. **35**, 1786 (2010)
- [6] D. Bigourd *et al.*, Opt. Lett. **35**, 20, 3480-3482 (2010)

SIGNATURE SPECTROSCOPIQUE D'UNE CRISTALLISATION DE PHOSPHATE DANS UNE PRÉFORME DE FIBRE OPTIQUE DOPÉE ERBIUM

Wilfried Blanc¹, Romain Peretti², Anne-Marie Jurduc², Bernard Jacquier², Bernard Dussardier¹

¹ *Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Université de Nice-Sophia Antipolis, CNRS UMR6622, Avenue Joseph Vallot, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France*

² *Université de Lyon, Université Lyon 1, CNRS/LPCML, 69622 Villeurbanne, France*

wilfried.blanc@unice.fr

RÉSUMÉ

Dans les fibres optiques à base de silice dopée erbium (Er^{3+}), le phosphore se place de manière préférentielle autour des ions de terre rare pour former un environnement très ordonné localement. Cependant, cet arrangement décrit dans la littérature n'a jamais donné de signature spectroscopique. Dans cette communication nous présentons les spectres d'émission et d'excitation de Er^{3+} dans une préforme pour fibre optique à base de silice dopée avec du phosphore. Les raies observées à 1,5 et 300 K sont attribuées à des cristallites de ErPO_4 .

MOTS-CLEFS : *erbium ; luminescence ; silice ; cristallisation*

1. INTRODUCTION

La silice constitue un matériau de choix pour les fibres optiques car ce verre présente de nombreuses propriétés attractives (résistance mécanique, durabilité chimique, coût...). Les fibres optiques à base de silice dopées avec des ions de terres rares sont très largement utilisées dans les télécommunications optiques ou les lasers pour l'industrie, le médical, etc. Parmi les ions de terres rares, l'erbium trivalent (Er^{3+}) est intéressant pour sa transition à $1,54 \mu\text{m}$ coïncidant avec la fenêtre de faible atténuation de la silice. Une façon de s'affranchir de la faible solubilité des ions de terre rare dans la silice est d'ajouter des ions modificateurs tels que le phosphore. Il a été proposé que les ions de phosphore se coordonnent préférentiellement aux ions de terre rare en tant que premiers voisins [1]. Les ions Er^{3+} seraient localisés dans une structure ordonnée de type ErPO_4 [2, 3]. Cependant, aucune signature spectroscopique de cet arrangement cristallin n'a été observée jusqu'à maintenant. Les spectres d'émission sont toujours constitués d'une large bande d'émission telle qu'attendue dans un environnement amorphe. Dans cette communication, nous présentons les résultats obtenus dans une préforme pour fibre optique à base de silice contenant de l'erbium et du phosphore. Pour la première fois, des spectres d'émission et d'excitation présentent des raies caractéristiques de la présence d'une cristallisation de type ErPO_4 .

2. PRÉPARATION DES ÉCHANTILLONS ET CARACTÉRISATIONS

L'échantillon de préforme à base de silice a été préparé par la technique standard MCVD. Du germanium et du phosphore ont été ajoutés dans les couches de cœur. Leur concentration a été estimée par des analyses EPMA et sont 3 mol% de GeO_2 et 0,1 mol% de P_2O_5 . L'échantillon ne contient pas d'aluminium. Les ions Er^{3+} ont été ajoutés par la technique standard du trempage en solution. La concentration en Er_2O_3 est estimée à 600 ppm mol. La différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine est de 4.10^{-3} . Le diamètre du cœur de la préforme est de 1 mm. Les spectres d'émission et d'excitation ont été enregistrés à 1,5 et 300 K. Une diode laser émettant 100 mW à 980 nm et une émettant à 1480-1580 nm ont été utilisées pour les mesures à 300 et 1,5 K, respectivement.

3. RÉSULTATS ET DISCUSSION

Les spectres d'émission enregistrés à basse température et à température ambiante sont présentés sur la Fig. 1. Les émissions sont liées aux transitions entre les niveaux $^4\text{I}_{13/2}$ et $^4\text{I}_{15/2}$ des ions Er^{3+} . Les longueurs d'onde d'excitation ont été choisies pour éviter toute sélection de site. Les spectres d'émission

(les spectres d'excitation sont présentés dans la réf. [4]) contiennent des raies. Ceci est inhabituel et montre une forte différence avec le spectre habituellement large bande de Er^{3+} dans un verre de silice. À basse température, nous assumons que seuls les niveaux bas des multiplets sont peuplés. Le spectre d'émission à basse température est donc le reflet des transitions du plus bas des sous-niveaux de $^4\text{I}_{13/2}$ vers les sous-niveaux de $^4\text{I}_{15/2}$. Sept pics d'émission principaux et dix d'excitation ont été repérés. Le spectre d'émission à température ambiante est constitué d'une bande large ainsi que de raies. En comparaison avec le spectre mesuré à basse température, des raies à plus haute énergie apparaissent. Ceci peut être expliqué par la population des sous-niveaux Stark de $^4\text{I}_{13/2}$.

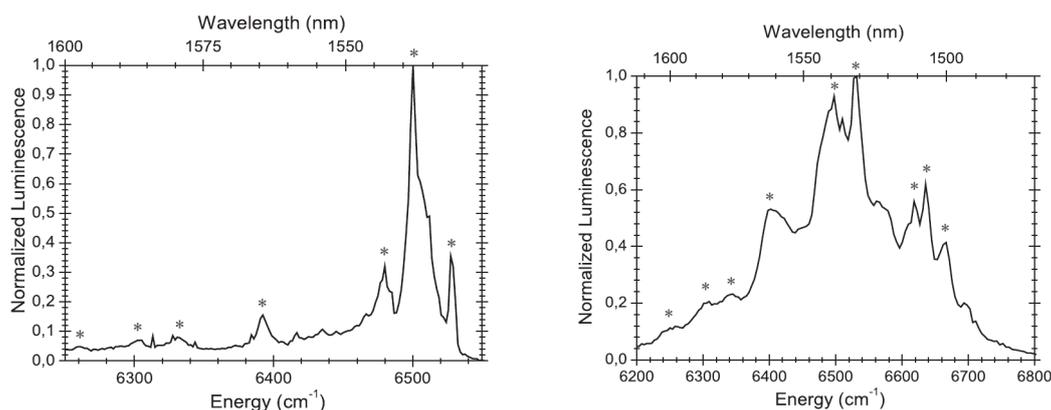


FIGURE 1 : Spectres d'émission enregistrés à 1,5 (a) et 300 K (b). Les * indiquent les raies caractéristiques d'une structure cristallisée.

Les spectres d'émission mesurés à 1,5 et 300 K sont caractérisés par la présence de raies étroites. Une telle caractéristique est généralement liée à un environnement cristallisé des ions de terre rare. C'est la première fois, à notre connaissance, qu'une telle observation est rapportée dans une préforme pour fibre optique en silice. Dans un cristal ayant une symétrie basse, le nombre de niveaux Stark des multiplets $^4\text{I}_{15/2}$ et $^4\text{I}_{13/2}$ est théoriquement de 8 et 7, respectivement. Le fait d'avoir observé la présence de 10 sous-niveaux pour le multiplet $^4\text{I}_{13/2}$ à basse température tend à montrer qu'il pourrait y avoir au moins deux phases cristallines. Des analyses EXAFS réalisées sur des compositions similaires avaient montré que les ions Er^{3+} se trouvaient dans un environnement ordonné de type ErPO_4 [3]. Pour corréler ces caractérisations avec nos données spectroscopiques, nous avons fait une comparaison avec les résultats obtenus dans quatre phosphates : verre de phosphate (Kigre QE7)[5], ErPO_4 [6], LuPO_4 [7] et YPO_4 [8]. L'éclatement Stark entre le plus bas et le plus haut sous-niveaux des multiplets $^4\text{I}_{15/2}$ et $^4\text{I}_{13/2}$ est reporté dans le tableau 1. L'éclatement Stark mesuré dans notre échantillon est proche de celui obtenu dans ErPO_4 , LuPO_4 et YPO_4 . En revanche, le verre QE7 a un éclatement Stark beaucoup plus grand. La différence peut être expliquée par la symétrie du site occupé par l'ion Er^{3+} : C_{2v} pour QE7 et D_{2d} pour les autres. Parmi les pics d'émission et d'excitation observés aux deux températures, 6 et 7 niveaux d'énergie peuvent être identifiés à ceux de XPO_4 (X=Er, Lu ou Y) pour les multiplets $^4\text{I}_{15/2}$ et $^4\text{I}_{13/2}$, respectivement. Les niveaux non attribués correspondent à des positions plus basses en énergie que celles attribuées dans le paragraphe précédent. Comme seule la silice pure conduit à un éclatement Stark plus faible pour les deux multiplets, les niveaux non assignés pourraient correspondre aux ions Er^{3+} non coordonnés au phosphore.

CONCLUSION

Dans un verre de silice, le phosphore est connu pour se coordonner préférentiellement aux ions de terre rare. Cependant, cette observation structurale n'avait jamais été observée spectroscopiquement. Dans cette communication, nous mettons en évidence, pour la première fois, une signature spectroscopique de l'environnement cristallin des ions Er^{3+} dans une préforme de fibre optique à base de silice

TABLE 1 : Éclatement Stark entre le plus bas et le plus haut niveau des multiplets $^4I_{15/2}$ et $^4I_{13/2}$ de Er^{3+} dans différents matériaux à basse température.

Multiplet	ce travail	Phosphate	ErPO ₄	LuPO ₄	YPO ₄
$^4I_{13/2}$	270	361	287	286	241
$^4I_{15/2}$	138	257	-	149	129

contenant du phosphore. Nous observons au moins deux phases cristallines et une phase vitreuse. Par comparaison avec les résultats de la littérature, nous avons montré qu'une des phases cristallines peut être du type ErPO₄. Ce résultat est en accord avec des observations précédentes faites par EXAFS sur des compositions similaires.

REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient Michèle Ude et Stanislaw Trzesien pour la préparation des échantillons. Le LPMC est intégré au GIS GRIFON (<http://grifon.xlim.fr>).

RÉFÉRENCES

- [1] K. Arai, H. Namikawa, K. Kumata, T. Honda, Y. Ishii, and T. Handa, "Aluminum or phosphorus co-doping effects on the fluorescence and structural properties of neodymium-doped silica glass," *Journal of Applied Physics*, vol. 59, no. 10, p. 3430, 1986.
- [2] A. Saitoh, S. Matsuishi, C. Se-Weon, J. Nishii, M. Oto, M. Hirano, and H. Hosono, "Elucidation of codoping effects on the solubility enhancement of Er^{3+} in SiO₂ glass : Striking difference between Al and P codoping," *The Journal of Physical Chemistry B*, vol. 110, no. 15, pp. 7617–7620, Apr. 2006.
- [3] F. d'Acapito, C. Maurizio, M. Paul, T. S. Lee, W. Blanc, and B. Dussardier, "Role of CaO addition in the local order around erbium in SiO₂-GeO₂-P₂O₅ fiber preforms," *Materials Science and Engineering : B*, vol. 146, no. 1-3, pp. 167–170, Jan. 2008.
- [4] R. Peretti, A. Jurdyc, B. Jacquier, W. Blanc, and B. Dussardier, "Spectroscopic signature of phosphate crystallization in erbium-doped optical fibre preforms," *Optical Materials*, vol. 33, no. 6, pp. 835–838, Apr. 2011.
- [5] R. Francini, U. M. Grassano, and G. G. Tarasov, "Broadening of Er^{3+} electronic states in phosphate glasses," *The Journal of Chemical Physics*, vol. 115, no. 17, p. 7975, 2001.
- [6] G. M. Williams, P. C. Becker, N. Edelstein, L. A. Boatner, and M. M. Abraham, "Excitation profiles of resonance electronic raman scattering in ErPO₄ crystals," *Physical Review B*, vol. 40, no. 2, p. 1288, Jul. 1989.
- [7] T. Hayhurst, "Optical spectra and zeeman effect for Er^{3+} in LuPO₄ and HfSiO₄," *The Journal of Chemical Physics*, vol. 74, no. 10, p. 5449, 1981.
- [8] R. Maâlej, M. Dammak, S. Kamoun, J. Deschanvres, and M. Kamoun, "Optical and crystal-field analysis of Er^{3+} ion in Y₂O₃-P₂O₅ thin films," *Journal of Luminescence*, vol. 126, no. 1, pp. 165–170, Sep. 2007.

HOLOGRAMME ACTIF EN CAVITÉ DISTRIBUÉE : TRAITEMENT COUPLONIQUE

Yann G. Boucher¹, Florian F. L. Bentivegna², Deka Moussa Djama²

¹ FOTON, ENSSAT-UEB, UMR CNRS 6082, 22305 Lannion Cedex, France

² RESO, ENIB - Université Européenne de Bretagne (UEB), EA 3380, 29238 Brest Cedex 3, France

boucher@enib.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une description tout-analytique, en termes de couplage d'ondes intégral, d'un hologramme actif bidimensionnel en cavité distribuée obtenu par photo-inscription de polymères dopés par des centres actifs. La réponse modale, spectrale et angulaire de la structure est entièrement gouvernée par un jeu de paramètres « couploniques » d'interprétation physique simple.

MOTS-CLEFS : *hologramme actif ; couplage d'ondes ; couplonique*

1. INTRODUCTION

Dans le contexte du traitement optique de l'information, les composants actifs sont omniprésents. Les lasers à rétroaction distribuée (ou DFB, pour *Distributed FeedBack*) constituent par exemple des sources de lumière spectralement sélectives bien adaptées à ce domaine d'application. Dans une perspective de réduction des coûts et de relative simplicité de fabrication, des structures apparentées peuvent être réalisées [1,2] par photo-inscription holographique d'un réseau de diffraction épais dans une matrice polymérique transparente, dopée par des centres actifs (ions erbium, boîtes quantiques...) La double périodicité de l'hologramme, qui les apparente à des cristaux photoniques actifs, leur confère une grande sélectivité, tant spectrale qu'angulaire.

Nous considérons ici un hologramme bidimensionnel (H2D) actif en cavité distribuée. La modulation de la permittivité diélectrique selon une direction forme un réseau de diffraction en *transmission* en régime de Bragg, tandis que sa modulation selon la direction perpendiculaire constitue un réseau de Bragg en *réflexion* (ou DBR, pour *Distributed Bragg Reflector*). Les réseaux croisés assurent à la fois la sélectivité spectrale et angulaire de l'H2D, et l'effet de cavité résonnante. Ce type de structures photoniques fait depuis quelque temps l'objet d'un intérêt prononcé [3] ; toutefois, si l'approche usuelle décrit le réseau de diffraction en termes d'ondes couplées [4], elle traite en revanche le DBR comme un empilement multicouche dans le cadre du formalisme des matrices de transfert.

Nous proposons ici un traitement analytique en couplage d'ondes *intégral* du problème. Nous montrons que la réponse optique de l'H2D est entièrement gouvernée par un jeu de six paramètres, dit « couploniques » [5], dont les valeurs dépendent entièrement de ses caractéristiques constitutives (la modulation bidimensionnelle complexe de sa permittivité) et des conditions expérimentales. Les modes propres de propagation constituent les modes dans lesquels se couple toute émission spontanée intra-cavité.

2. PRINCIPES DE LA MODÉLISATION D'UN HOLOGRAMME BIDIMENSIONNEL

Dans un référentiel cartésien, on suppose l'H2D invariant selon Ox et Oy, et d'épaisseur finie L selon Oz. Sans perte de généralité, tous les vecteurs d'onde pertinents appartiennent au plan (xOz) [Fig. 1]. Au fond continu de permittivité diélectrique relative complexe $\varepsilon'_m + i\varepsilon''_m$ se superpose une double modulation périodique sinusoïdale de faible amplitude et de périodes respectives Λ_x et Λ_z , traitée en perturbation :

$$\Delta\varepsilon_r(x, z) = \varepsilon'_{1x} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_x} x\right) + i\varepsilon''_{1x} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_x} x - \psi_x\right) + \varepsilon'_{1z} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_z} z - \psi_{1z}\right) + i\varepsilon''_{1z} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_z} z - \psi_{2z}\right). \quad (1)$$

Dans chaque direction, on considère donc une modulation simultanée d'indice (ε'_{1x} et ε'_{1z}) et de gain ($i\varepsilon''_{1x}$ et $i\varepsilon''_{1z}$). Les termes de phase ψ_x , ψ_{1z} et ψ_{2z} assurent la généralité de la modélisation, les réseaux d'amplitude et de phase selon chacun des axes n'étant pas nécessairement en phase.

La double modulation de la permittivité fait de cet hologramme un réseau de diffraction en transmission (de pas Λ_x) superposé à un DBR (de pas Λ_z). Dans le régime de diffraction de Bragg, on ne considère qu'un seul ordre de diffraction, et le champ électromagnétique total à l'intérieur de la structure est alors une combinaison linéaire de quatre ondes planes *incidente*, *réfléchie*, *diffractée* et *rétroréfléchie*, dont les enveloppes lentement variables sont respectivement notées R^+ , R^- , S^+ et S^- . En polarisation TE, par exemple, le champ électrique total, colinéaire à Oy , a pour amplitude :

$$E(\vec{r}) = e^{i\omega t} \left[R^+(z) e^{-i\vec{k}_R^+ \cdot \vec{r}} + R^-(z) e^{-i\vec{k}_R^- \cdot \vec{r}} + S^+(z) e^{-i\vec{k}_S^+ \cdot \vec{r}} + S^-(z) e^{-i\vec{k}_S^- \cdot \vec{r}} \right]. \quad (2)$$

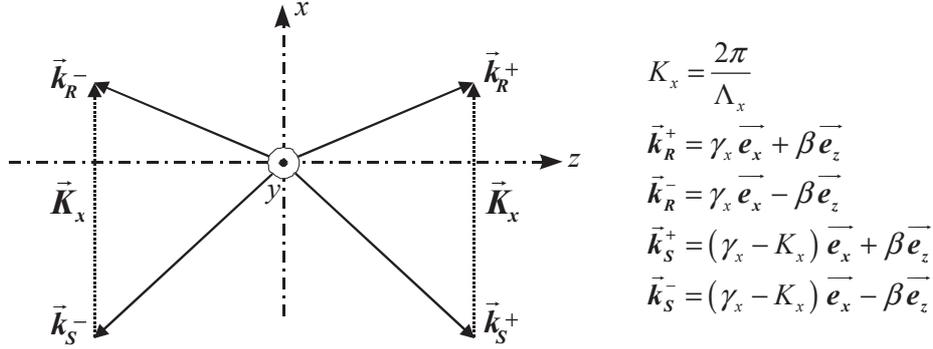


Fig. 1 : Vecteurs d'onde des ondes en présence dans l'hologramme.

Si l'on réécrit comme suit les amplitudes lentement variables des champs :

$$R^+(z) = A(z) e^{i\delta z}, \quad R^-(z) = B(z) e^{-i\delta z}, \quad S^+(z) = C(z) e^{i\delta z}, \quad S^-(z) = D(z) e^{-i\delta z}, \quad (3)$$

l'équation de propagation se ramène au système d'équations d'évolution suivant :

$$i \frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix} = [K] \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \delta & \kappa & \chi & 0 \\ -\kappa & -\delta & 0 & -\chi \\ \chi' & 0 & \delta' & \kappa' \\ 0 & -\chi' & -\kappa' & -\delta' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix}. \quad (4)$$

L'opérateur d'évolution $[K]$ et, de fait, le comportement spectral et angulaire de la structure, sont ainsi entièrement définis par un jeu de six paramètres complexes, dits « couploniques », qui traduisent des propriétés de désaccord spectral (δ et δ') avec la périodicité de la structure, ou de couplage co- (χ et χ') et contra-directionnel (κ et κ') entre les ondes. Les paramètres couploniques dépendent de la longueur d'onde et de la direction de propagation et sont proportionnels aux amplitudes de modulation bidimensionnelle de la permittivité diélectrique.

La détermination, par diagonalisation de l'opérateur $[K]$, des quatre modes propres de l'H2D permet d'établir sa matrice de transfert, qui lie les amplitudes des champs en $z = 0$ et en $z = L$. On en déduit immédiatement les quatre coefficients énergétiques en réflexion, transmission, diffraction et rétroréflexion (respectivement notés \mathcal{R} , \mathcal{T} , \mathcal{R}_d et \mathcal{T}_d), que l'on peut confronter à des mesures expérimentales. Ces quatre coefficients partagent un même dénominateur commun, signature d'une cavité résonnante. Son annulation correspond aux modes d'oscillation laser de la structure.

3. APPLICATION

À titre d'illustration, la figure 2 présente un exemple de calcul de la réponse angulaire de la structure ($L = 30 \mu\text{m}$, $\Lambda_x = \Lambda_z = 1 \mu\text{m}$), supposée ici délimitée (pour $z < 0$ et $z > L$) par le vide. La

dépendance angulaire des quatre coefficients énergétiques définis plus haut est représentée, pour une longueur d'onde dans le vide $\lambda_0 = 632,8$ nm, sur un intervalle de valeurs de l'angle d'incidence extérieur (en $z = 0^-$) de l'onde d'enveloppe R^+ centré sur l'angle de Bragg du réseau de diffraction, $\theta_B = \arcsin(\lambda_0/2\Lambda_x)$, pour lequel les ondes diffractée et rétrodiffractée dues au réseau en transmission prennent naissance.

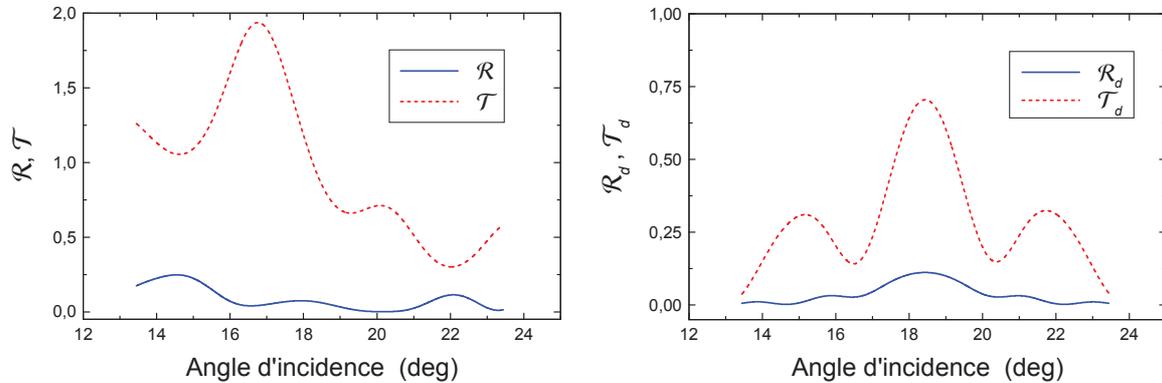


Fig. 2 : Dépendance angulaire autour de l'angle de Bragg ($\theta_B \approx 18,45^\circ$) des coefficients de réflexion \mathcal{R} , transmission \mathcal{T} , rétrodiffraction \mathcal{R}_d et diffraction \mathcal{T}_d d'un hologramme bidimensionnel.

Sur cet exemple, les parties imaginaires du fond continu de permittivité et des amplitudes de modulation rendent le milieu holographique amplificateur ($\mathcal{R} + \mathcal{T} + \mathcal{R}_d + \mathcal{T}_d > 1$), notamment à l'angle d'incidence de Bragg, autour duquel apparaît un pic de diffraction notable. Les caractéristiques spectrales et angulaires des modes d'oscillation laser se déduiront de la condition d'annulation du dénominateur commun aux quatre coefficients, dont l'expression analytique fait explicitement intervenir les coefficients couploniques de l'H2D actif.

CONCLUSION

L'approche couplonique, qui s'appuie sur une équivalence formelle entre couplage continu et couplage discret dans des structures périodiques, a été employée comme base conceptuelle de l'étude générale de la structure H2D, système à quatre ondes considéré comme un émetteur de lumière. L'étape suivante consistera à introduire les sources d'émission spontanée afin d'écrire les champs rayonnés sur la base des modes propres, avec prise en compte explicite de la saturation du milieu actif sous l'effet du champ interne.

REMERCIEMENTS

Les auteurs tiennent à remercier chaleureusement le Professeur Tigran Galstian du COPL (Université Laval, Québec, Canada) pour les échanges fructueux sur les hologrammes 2D.

RÉFÉRENCES

- [1] V. K. S. Hsiao, C. Lu, G. S. He, M. Pan, A. N. Cartwright, P. N. Prasad, R. Jakubiak, R. A. Vaia, and T. J. Bunning, "High contrast switching of distributed-feedback lasing in dye-doped H-PDLC transmission grating structures," *Optics Express*, vol. 13, pp. 3787–3794, 2005.
- [2] S. Massenot, *Étude, modélisation et réalisation de composants diffractants : contribution à l'étude de matériaux accordables et application à l'enregistrement holographique de filtres résonants*, Thèse de Doctorat de l'ENSTB, 2006.
- [3] Q. He, I. Zaquine, G. Roosen, and R. Frey, "Bragg diffraction in thin 2D refractive index modulated semiconductor samples," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 26, pp. 390-396, 2009.
- [4] H. Kogelnik, "Coupled wave theory for thick hologram gratings," *Bell System Technical Journal*, vol. 48, pp. 2909-2947, 1969.
- [5] Y. G. Boucher, A. V. Lavrinenko, and D. N. Chigrin, "Out-of-phase coupled periodic waveguides: a "couplonic" approach," *Opt. Quant. Electron.*, vol. 39, pp. 837–847, 2007.

ETUDE D'UN INTERFÉROMÈTRE FABRY-PÉROT INVERSÉ CONSTITUÉ D'UN RÉSEAU DE NANO-RÉSONATEURS MÉTALLIQUES

Philippe Boyer¹, Daniel Charraut¹ and Daniel Van Labecke¹

¹ Institut FEMTO-ST, UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, route de Gray, F-25030 Besançon, France

philippe.boyer@univ-fcomte.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons l'analyse théorique à partir de la Méthode Modale de Fourier, de la diffraction d'une onde plane de polarisation TM par un réseau lamellaire constitué de cavités métalliques. On montre que cette structure se comporte comme un interféromètre Fabry-Perot inversé puisque les courbes de réflectance en fonction de la longueur d'onde révèlent des pics. De plus, nous constatons qu'ils ont la forme de pics Fano certainement dûe à l'interaction entre l'onde incidente et le champ diffracté par les résonateurs métalliques. Afin de mieux comprendre cet effet, nous avons développé une théorie semi-analytique dans le cas d'un métal parfaitement conducteur. Nous observons alors des pics de réflexion extrêmement fins. L'étude est approfondie par le calcul des longueurs d'onde de résonance complexes à partir desquelles on peut déduire précisément les facteurs de qualité. L'application d'une telle structure permet d'envisager la réalisation de mirrors filtrants.

MOTS-CLEFS : *interféromètre Fabry-Perot, pic Fano, réflexion extraordinaire, réseau à cavités métalliques*

1. INTRODUCTION

Concernant l'étude de la transmission extraordinaire de la lumière à travers une plaque métallique périodiquement percée, Astilean *et al* [1] ont montré une augmentation significative de la transmission de la lumière dans un Réseau Lamellaire Métallique (RLM) ayant des fentes sub-longueur d'onde, interprétée comme un effet Fabry-Perot dû à des résonances de cavité. Ce travail consiste dans un premier temps à transposer ces résultats observés pour une transmission de la lumière à la réflexion par un Réseau Lamellaire à Cavités Métalliques (RLCM) illustré dans la figure 1(a) afin d'obtenir un miroir compact et sélectif en longueur d'onde. Dans le cas d'un métal réel (argent), l'étude numérique est menée grâce à la Méthode Modale de Fourier (FMM) [2]. Comme attendu, des résonances Fabry-Perot apparaissent en réflexion. L'analyse de cet effet est renforcée par le développement d'un Modèle Semi-Analytique (MSA) lorsque le métal est parfaitement conducteur. Il permet de montrer qu'un fort couplage entre le champ diffracté par les cavités et l'onde incidente induit une forme Fano des pics de réflexion [3].

2. LA STRUCTURE DE RÉFÉRENCE

Le premier réseau de notre étude est constitué de cavités lamellaires telles que les murs métalliques soient remplis d'argent (voir Fig. 1(a)). La dispersion du métal est exprimée à l'aide d'un modèle de Drude obtenu à partir de valeurs tabulées [4]. Nous supposons que les autres milieux sont remplis d'air. Les paramètres géométriques sont $g = w = 90 \text{ nm}$, $h = 1.8 \text{ }\mu\text{m}$ et $d = 0.9 \text{ }\mu\text{m}$. L'objet est éclairé sous incidence normale par une onde plane polarisée TM. La figure 2(a) montre la réflectance en fonction de la longueur d'onde pour le RLCM (Fig. 1(a)). Nous voyons clairement des pics provoqués par des résonances Fabry-Perot (le pic à $\lambda = 4.642 \text{ }\mu\text{m}$ correspond à la résonance d'ordre 1, et la figure 2(b) présente la carte de champ normalisée de $|H_z|$ à $\lambda = 2.327 \text{ }\mu\text{m}$). En plus des pics de réflexion de forme Fano, il est intéressant de préciser que la réflectance atteint 80% vers $\lambda = 1 \text{ }\mu\text{m}$. Bien que l'absorption du métal implique une décroissance de la hauteur des pics quand la longueur d'onde augmente, nous vérifions (grâce à un algorithme de recherche de résonance dans le plan complexe [5]) que les facteurs de

qualité des résonances croissent légèrement (de 31.9 pour la résonance d'ordre 5 à 52.8 pour la résonance d'ordre 2). Ainsi, le cas du métal parfaitement conducteur (sans absorption) décrit dans la section suivante a attiré toute notre attention.

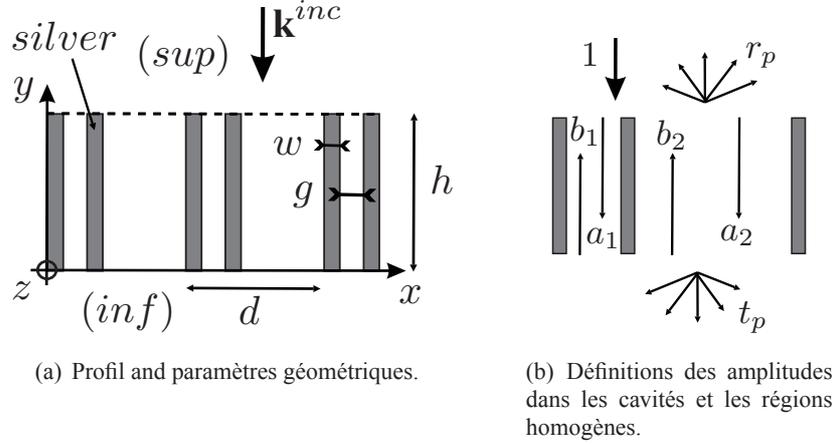


FIG. 1 : Objet étudié : réseau mono-périodique constitué de cavités lamellaires métalliques (RLCM).

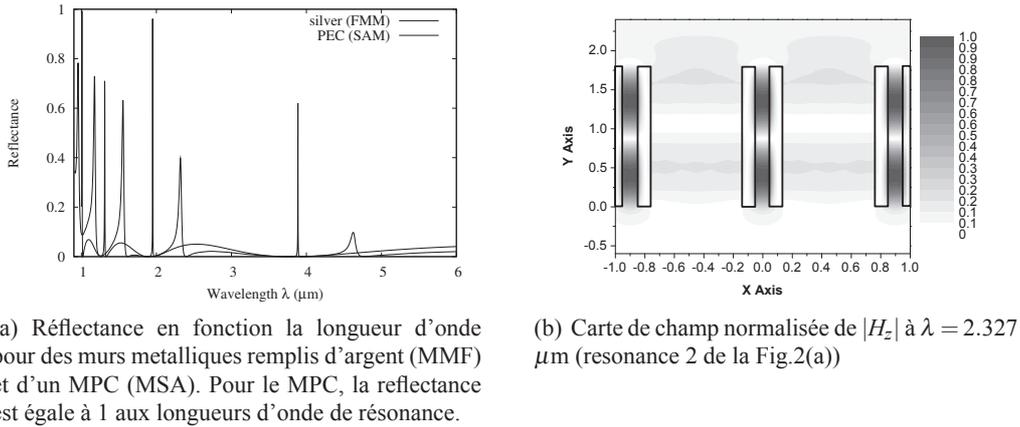


FIG. 2 : Résultats numériques pour le RLCM.

3. MODÈLE SEMI-ANAYTIQUE

La structure de la Fig. 1(a) peut être vue comme un réseau constitué de deux cavités dans la cellule périodique : une cavité étroite d'épaisseur g (cavité 1) et une large cavité d'épaisseur $d - g - 2w$ (cavité 2). La recherche de modes de Bloch montrent que seulement deux modes TM (fondamentaux) peuvent se propager avec très peu de pertes : celui de la cavité 1 possède un indice effectif de $n_{eff,1} = 1.221 + i2 \cdot 10^{-3}$ et celui de la cavité 2 un indice effectif de $n_{eff,2} = 1.035 + i4 \cdot 10^{-4}$. Par conséquent, nous pouvons conclure que le réseau est globalement transparent ($n_{eff,2} \approx 1$) avec l'excitation d'une résonance dans les cavités sub-longueur d'onde. Dans le cas de murs métalliques remplis d'un Métal Parfaitement Conducteur (MPC), le modèle semi-analytique ne prend en compte qu'un seul mode TM dans chaque cavité (sans pertes et coupure, $n_{eff} = 1$). On note a_m et b_m , $m \in \{1, 2\}$ les deux amplitudes des modes contra-propagatifs dans la cavité m (voir Fig. 1(b)). Sachant que les champs électromagnétiques s'écrivent comme un développement de Fourier-Rayleigh dans les régions homogènes (*inf*) et (*sup*), avec t_p et r_p les amplitudes des ordres transmis et réfléchis, la continuité des champs transverses (dans le plan Oxz) à

$y = 0$ et $y = h$ conduit à :

$$\begin{pmatrix} u(A_{1,1}^{inf} - \eta_1) & \eta_1 + A_{1,1}^{inf} & uA_{1,2}^{inf} & A_{1,2}^{inf} \\ \eta_1 + A_{1,1}^{sup} & u(A_{1,1}^{sup} - \eta_1) & A_{1,2}^{sup} & uA_{1,2}^{sup} \\ uA_{2,1}^{inf} & A_{2,1}^{inf} & u(A_{2,2}^{inf} - \eta_2) & \eta_2 + A_{2,2}^{inf} \\ A_{2,1}^{sup} & uA_{2,1}^{sup} & \eta_2 + A_{2,2}^{sup} & u(A_{2,2}^{sup} - \eta_1) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \\ a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 2\eta_{inf,0}g_{1,0}^* \\ 0 \\ 2\eta_{inf,0}g_{2,0}^* \end{pmatrix} \quad (1)$$

et

$$\begin{cases} t_p = (a_1u + b_1)g_{1,p} + (a_2u + b_2)g_{2,p} \\ r_p = -\delta_{p,0} + (a_1 + b_1u)g_{1,p} + (a_2 + b_2u)g_{2,p} \end{cases} \quad (2)$$

où $A_{m,n}^k = \sum_{p \in \mathbb{Z}} \eta_{k,p} g_{m,p}^* g_{n,p}$, avec $(m, n) \in \{1, 2\}$ et $k \in \{inf, sup\}$ indique le couplage entre les modes n et m via les ordres p de Rayleigh dans la région k . On note $\eta_{k,p}$ l'admittance de l'ordre p de Rayleigh dans la région k , η_m l'admittance du mode m dans la cavité m et $g_{m,p}$ l'intégrale de recouvrement entre le mode m et l'ordre p de Rayleigh. Contrairement au RLM pour lequel des expressions analytiques de t_p et r_p peuvent être obtenues ce qui permet d'identifier le réseau à un interféromètre Fabry-Perot magnéto-diélectrique, l'existence des modes dans les deux cavités rend l'inversion de l'équation (1) difficile. Cependant, on constate que les deux modes sont fortement couplés puisque les valeurs des coefficients $A_{m,n}^k$ $m \neq n$ sont du même ordre de grandeur que celles des coefficients $A_{m,m}$. Ceci explique certainement la forme observée de type Fano des pics en réflexion. La réflectance ($R_0 = |r_0|^2$) en fonction de λ calculée avec le MSA est illustrée à la figure 2(a) et laisse apparaître des pics très fins dont l'intensité est exactement égale à 1. Le changement d'indice effectif du mode dans la cavité 1 (égal à 1 pour le MPC et $n_{eff,1}$ pour l'argent) engendre un décalage des longueurs d'onde de résonance. La recherche des longueurs d'onde de résonance complexes confirme que les facteurs de qualité du RLCM ($\lambda_r = 3.908 + i0.0026$ et $Q = 736$ pour la résonance 1, par exemple) sont beaucoup plus élevés que pour le RLM ($\lambda_r = 3.814 + i0.243$ et $Q = 7.9$). Ainsi, nous vérifions que l'effet Fabry-Perot en réflexion induit une totale réflexion aux longueurs d'onde de résonance et des pics très fins conservant une forme Fano.

4. CONCLUSION

Nous avons étudié un réseau lamellaire constitué de cavités métalliques qui se comporte comme un interféromètre Fabry-Perot en réflexion. De plus, les résonances Fano assurent des pics très fins (à Q élevés) et permet d'envisager la réalisation de miroirs compacts et très selectifs en longueur d'onde. En effet, l'effet Fano apparaît lorsque un fort couplage existe entre un continuum et un état discret. Dans notre cas, l'onde incidente semble se propager dans tout l'espace et demeure couplée aux résonances de cavité grâce aux ordres diffractés (propagatifs et évanescents). Nous espérons pouvoir écrire bientôt une expression analytique de la réflectance à partir du modèle semi-analytique, afin d'identifier le métamatériau équivalent : Peut-il être considéré comme un résonateur Fabry-Pérot magnéto-diélectrique ?

RÉFÉRENCES

- [1] S. Astilean, P. Lalanne, and M. Palamaru, "Light transmission through metallic channels much smaller than the wavelength," *Opt. Comm.*, vol. 175, pp. 265–273, 2000.
- [2] P. Lalanne and G. M. Morris, "Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 13, pp. 779–784, 1996.
- [3] U. Fano, "Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts," *Phys. Rev.*, vol. 124, pp. 1866–1878, 1961.
- [4] P. Johnson and R. Christy, "Optical constants of the noble metals," *Phys. Rev. B*, vol. 6, pp. 4370–4379, 1972.
- [5] P. Boyer, G. Renversez, E. Popov, and M. Nevière, "Improved differential method for microstructured optical fibres," *J. Opt. A : Pure and Appl. Opt.*, vol. 9, pp. 1–13, 2007.

BLOCS D'EXTRACTION DE LABELS CODÉS EN CDMA OPTIQUE

Housseem Brahmi¹, Mourad Menif¹, Didier Erasme²,

¹ *École Supérieure des Communications de Tunis, Tunisie*

² *Institut TELECOM, TELECOM ParisTech, Paris, France*

housseem.brahmi@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

Cet article présente un schéma d'adressage pour les réseaux à commutation des paquets basée sur la technologie d'accès multiple par répartition en code optique (OCDMA) ainsi qu'une étude de sa scalabilité. Deux architectures possibles du bloc d'extraction des labels sont ensuite proposées avec une évaluation de performance notamment le taux de perte des paquets au niveau de chaque porte à codes (OC).

MOTS-CLEFS : *commutation de paquets tout-optique, OCDMA, extraction de labels.*

1. INTRODUCTION

Avec le développement des nouvelles techniques de commutation tout-optique, les nœuds de routage peuvent accélérer leur mécanisme d'acheminement des paquets. En effet, la conversion Optique-Electrique-Optique n'est plus nécessaire dans le processus de la commutation et toutes les fonctionnalités sont implémentées dans le domaine optique. Actuellement, un surcroît d'efforts est accordé à l'étude des procédures d'encapsulation des labels et le traitement tout-optique des paquets notamment la reconnaissance et l'extraction des labels [1]. Pour ces réseaux à commutation des paquets, le flux des paquets entrant à chaque nœud de commutation est routé vers sa destination sur l'une des ligne de sortie selon les informations de routage transportées par les labels. Une séparation de l'adresse du paquet des données est donc nécessaire à l'entrée de chaque nœud. Cette opération doit être réalisée d'une façon transparente et indépendamment du débit et du format des données.

Dans cette communication, nous présentons un schéma d'adressage pour les nœuds de réseau profitant des avantages des techniques de codage OCDMA existantes pour encapsuler les labels. Notre procédure ne demande pas l'échange de label ou la modification de l'en-tête mais un simple *label stripping* [2] à chaque niveau. Nous décrivons également deux solutions d'implémentation du bloc d'extraction des labels ainsi qu'une comparaison de leurs performances.

2. SCHÉMA D'ADRESSAGE ADOPTÉ POUR LE RÉSEAU À COMMUTATION DE PAQUETS

L'expression des informations de routage peut être réalisée avec différentes techniques tels que le multiplexage temporel, multiplexage en longueur d'onde ou par modulation de fréquence [3]. Nous nous proposons ici d'utiliser une solution d'encapsulation du label se basant sur le CDMA optique, une technologie asynchrone, sécurisée et permettant l'accès multiple.

***Espace d'adressage et format du paquet:** Cette solution consiste à diviser l'espace spectral d'adressage en une bande dédiée aux adresses des nœuds (label) et une bande pour les données. Nous délimitons les paquets sur les deux extrémités par un en-tête et une terminaison. Ce concept est approprié à des longueurs de paquets différentes et à des débits variables. L'en-tête et la terminaison sont composés d'une impulsion OCDMA pour chaque section du réseau [4]. Un temps de garde est introduit entre la signalisation et les données selon les spécifications de la porte OC [5]. Parmi les techniques CDMA optique existantes, nous optons pour la technique hybride WDM/OCDMA qui consiste à affecter à chaque famille de codes, une longueur d'onde permettant d'assurer une transmission asynchrone avec accès flexible, d'augmenter la capacité de multiplexage

et l'efficacité spectrale et de relâcher les contraintes d'orthogonalité [6]. Ceci permet aussi de coder les composants du paquets (en-tête/en-queue/données) sur des longueurs d'onde différentes afin de faciliter leur séparation à l'entrée du nœud de routage.

***Scalabilité du réseau:** La capacité du réseau peut être définie comme le nombre des communications simultanées que peut supporter le réseau. Dans notre cas, cette capacité est liée au nombre maximal de portes OC à adresser sur le réseau. Pour un système de W canaux WDM, L canaux seront affectés pour la partie label est $W-L$ pour transporter le données. Avec ce système de multiplexage hybride, sur chaque canal WDM, plusieurs utilisateurs peuvent communiquer simultanément en partageant le même mot de code. Le nombre C des codes optiques qui peuvent être générés par un codeur OCDMA peut dépasser une centaine mais ceci augmente la cardinalité des codes et surcharge ainsi le paquet et diminue le débit efficace. Le nombre d'adresses disponibles dans un tel système est égale à $N_{adresse} = C * L$. Or chaque porte OC utilise deux adresses différentes (codes ON et OFF), le nombre de porte maximum sera $N_{porte} = C * L / 2$ et le nombre de niveaux moyen pour une architecture en arborescence sera $N_{niveaux} = \log_2(C * L / 2)$.

3. PROCÉDURES D'EXTRACTION DES LABELS OCDMA

Pour séparer les impulsions en-tête/terminaison du reste du paquet, on peut procéder de deux manières: La première solution (fig.1(a)) consiste à séparer les différents canaux par un démultiplexeur AWG, puis de recombinaison les sorties correspondantes aux longueurs d'ondes autres que celle utilisée par le bloc de reconnaissance des labels (le décodeur En-tête et le décodeur En-queue) [4]. Ces derniers peuvent ainsi utiliser deux longueurs d'ondes différentes.

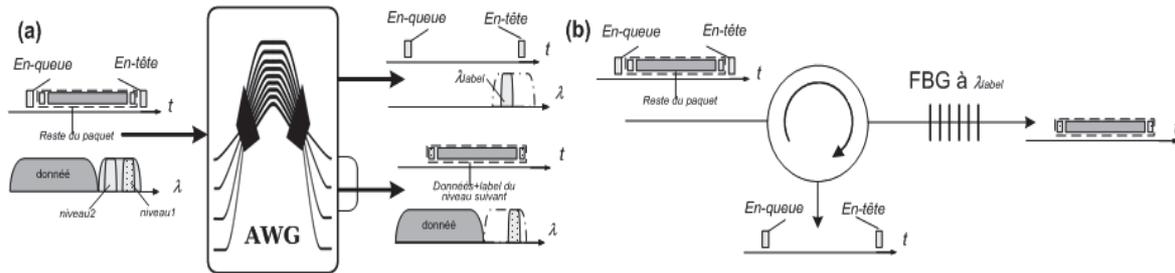


Fig. 1: Procédures d'extraction des labels.

La deuxième solution (fig.1 (b)) est d'utiliser un filtrage passif de longueur d'onde moyennant un réseau de Bragg centré sur le canal WDM sur lequel sont codées l'en-tête et l'en-queue de la porte OC en question. Le filtre FBG réfléchit les labels qu'on récupère sur la sortie du circulateur et laisse passer les données et les autres niveaux de labels utilisés pour les nœuds suivants. Dans ce cas, l'utilisation de la même longueur d'onde pour l'en-tête et l'en-queue avec deux codes différents sera appropriée. Dans le cas contraire, un autre dispositif (FBG+circulateur) placé en cascade séparera la deuxième partie du label.

4. SIMULATION ET RÉSULTATS

Pour la simulation des sous-systèmes, nous utilisons OptiSystem et l'outil OptiGrating pour concevoir les codeurs/décodeurs. Les labels sont *mapés* avec des codeur/décodeurs à base de réseaux de Bragg super-structurés utilisant le DS-OCDMA, code congruent (QC) à 4 utilisateurs (soit $p=5$). Le schéma de codage consiste en un train d'impulsion RZ à la longueur d'onde 1550nm, de largeur à mi-hauteur de 50 ps, modulé avec un signal de données PRBS à 1 Gb/s et un taux d'extinction de 1:16. La transmission se fait sur une distance de 10 km.

Nous remarquons que la première solution introduit une perte de puissance de 2.5 dB au niveau l'impulsion d'auto-corrélation par rapport la deuxième solution ce qui peut être constaté aussi sur les diagrammes de l'oeil (fig.2(a) et (b)) mesurés pour une même puissance de -3 dBm à l'entrée.

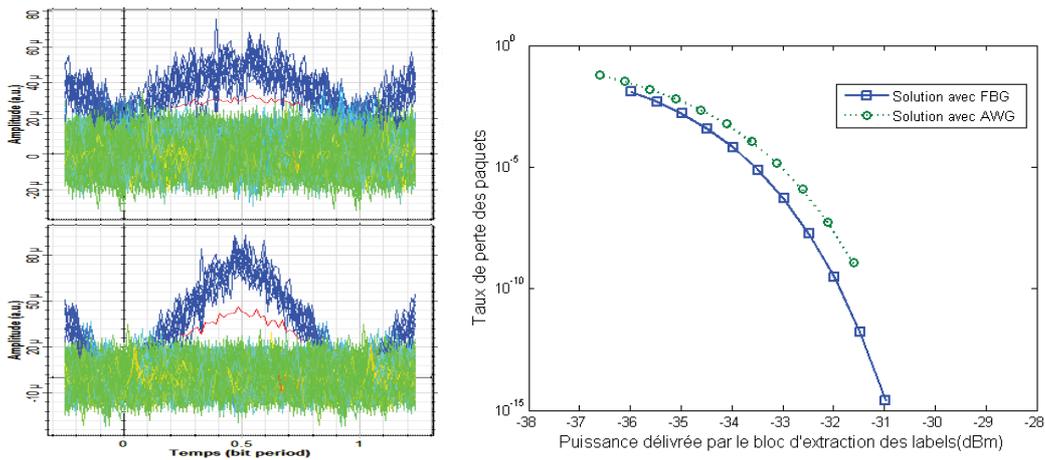


Fig. 2 : (a) diagramme de l'oeil avec (a) la 1ere Solution (b) avec la 2ème (c) Taux de perte des paquets en fonction de la puissance reçue.

Un indicateur de performance important pour cette architecture de routage est la probabilité de perte des paquets au niveau de chaque porte OC induite par une erreur de reconnaissance de l'entête et/ou de l'en-queue après décodage leurs codes OCDMA. En posant P_h et P_t les probabilités d'erreur relatives à l'en-tête et à l'en-queue respectivement, la probabilité de perte d'un paquet au niveau d'une porte g_i est égale à $P_{g_i} = P_h + P_t - P_h P_t$. Comme les labels de chaque niveau sont composés d'un seul bit au début et un bit à la fin on peut confondre P_h et P_t et le taux d'erreur binaire (BER). La fig.2(c) montre la probabilité perte en fonction de la puissance reçue par les décodeurs (bloc de reconnaissance des labels). Une meilleure probabilité de perte est obtenue avec le système employant le bloc d'extraction de label par un filtre FBG.

CONCLUSION

Nous avons présenté un schéma d'adressage utilisant le WDM/OCDMA, et deux circuits adaptés pour l'extraction de l'information du routage locale. Une comparaison de performance entre les deux sous-systèmes a été menée et a montré l'avantage du bloc utilisant le filtre FBG en termes de budget de puissance et probabilité de perte des paquets.

RÉFÉRENCES

- [1]D. Apostolopoulos *et al.*, "All-Optical Label/Payload Separation at 40 Gb/s", IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 18, no. 19, pp. 2023-2025, Oct. 2006
- [2]Ming Xin, Minghua Chen, Hongwei Chen, and Shizhong Xie, "Optical Code Label Stripping based on SOA-MZI in Optical Packet Switching Networks," J. Lightw. Technol. (27) 3212-3219, 2009
- [3]K. Kitayama *et al.*, "Architectural considerations for photonic IP router based upon optical code correlation," J. Lightw. Technol., vol. 18, no. 12, pp. 1834-1844, Dec. 2000.
- [4]H. Brahmi *et al.* "All-optical packet-switched routing scheme using OCDMA label and all-optical flip-flop", Proc. ICTON-MW, Dec. 2008.
- [5]H. Brahmi *et al.* "Experimental Demonstration of an All-Optical Packet Forwarding Gate Based on a Single SOA-MZI at 40 Gb/s", Proc. OFC papier OMK, March 2011.
- [6]M. Gharaei *et al.*, "Multiple Optical Private Networks Over EPON Using Optical CDMA Technique", Proc. OFC, papier JThA34, March 2010.

CONCEPTION DE FLIP-FLOP TOUT-OPTIQUE EN UTILISANT DES PORTES OU-EXCLUSIF

Housseem Brahmi¹, Mourad Menif¹, Marios Bougiokos³, Didier Erasme²,

¹ *École Supérieure des Communications de Tunis, Tunisie*

² *Institut TELECOM, TELECOM ParisTech, Paris, France*

³ *National Technical University of Athens, Athènes, Grèce*

brahmi@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

Cet article propose un dispositif pour la réalisation d'éléments flip-flop optiques en utilisant une simple porte XOR avec une boucle de contre-réaction. Nous démontrons expérimentalement et par simulation la validité de la structure par l'implémentation du XOR avec des configurations à base d'un MZI et à base d'un NOLM.

MOTS-CLEFS : *Flip-flop optique, porte XOR, SOA-MZI, NOLM*

1. INTRODUCTION

Les flip-flops tout-optiques sont des circuits clés pour l'implémentation des fonctions de traitement optique du signal pour les réseaux de communication de futur. Certaines démonstrations apparaissant dans la littérature présentent un temps de réponse ultra-rapide et une capacité d'intégrabilité photonique. En électronique, on distingue plusieurs types de flip-flops à savoir SR-flip-flop, T-flip-flop et D-flip-flop, qui sont généralement utilisés pour stocker un bit d'information et le fournir à la demande. La mise en œuvre optique de ces composants séquentiels permet d'envisager la réalisation des mémoires optiques, la détection de l'enveloppe des paquets, la résolution de la congestion, la commutation des paquets [1], etc... Ces dernières années, plusieurs architectures de flip-flops ont été proposées et validées expérimentalement en utilisant des technologies variées comme les diodes lasers MMI-BLD (Multimode-Interference Bistable Laser Diode) [2], deux MZI (Mach-Zehnder interferometer) en cascade [3], un seul diode laser DFB (distributed feedback) [4], deux diodes laser Fabry-Perot à injection couplée [5]...

Nous présentons ici un schéma général pour la conception des flip-flops optiques construit autour d'une porte logique OU-exclusif. Nous montrons aussi deux versions pour l'implémentation de ce schéma: la première est réalisée avec une XOR à base de MZI et la deuxième avec une XOR à base de NOLM (Nonlinear Optical Loop Mirror). Puis nous validons ces deux architectures par une démonstration expérimentale de la première et par simulation pour la deuxième.

2. PRINCIPE D'OPERATION DE FLIP-FLOP A BASE D'UNE PORTE XOR

Un flip-flop est un dispositif bistable contrôlé par un ou deux signaux et/ou un signal d'horloge. Il est capable de maintenir un état en sortie jusqu'à la réception d'un signal de contrôle en entrée qui l'amène à basculer vers l'autre état. Le comportement de tels éléments optiques peut être reproduit moyennant une simple porte logique OU-exclusif.

La figure 1(a) décrit le schéma conceptuel de flip-flop proposé. Son principe consiste à ajouter une boucle de retour à la porte XOR afin d'assurer un apport un signal qui maintient l'état actif du bistable après l'évanouissement du signal de contrôle. Les entrées de la porte XOR seront les signaux de contrôle du flip-flop *SET* et *RESET*. La boucle de retour reliera la sortie de la porte avec l'entrée *SET*. Initialement, sans impulsion d'entrée, le dispositif ne délivre aucun signal, il est à l'état OFF ($SET \oplus RESET = 0 \oplus 0 = 0$). Lorsque l'on excite l'entrée *SET* par une impulsion (un bit à 1) on récupère un signal à la sortie et le flip-flop bascule vers l'état ON ($SET \oplus RESET = 1 \oplus 0 =$

1). Le niveau haut du *SET* est maintenu par une partie du signal de sortie en utilisant la boucle de retour. Une impulsion *RESET* permet de revenir à l'état OFF ($SET \oplus RESET = 1 \oplus 1 = 0$) et supprime le signal sur la boucle de contre-réaction. Le flip-flop est maintenu désactivé.

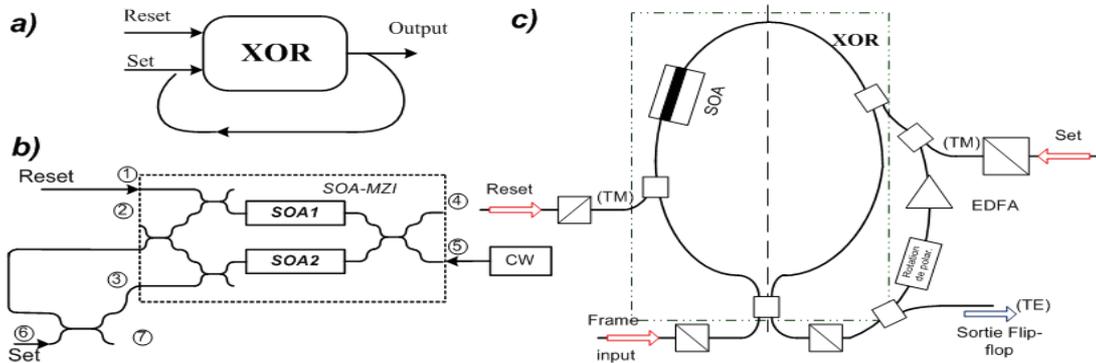


Fig. 1 : (a) Schéma général (b) flip-flop à base MZI (c) flip-flop à base de NOLM.

Une première instantiation de la porte XOR par un SOA-MZI illustrée sur la figure 1(b) permet d'implémenter la fonction flip-flop [6]. Les deux signaux de contrôles : le *SET*, à la longueur d'onde λ_s , et le *RESET*, à la longueur d'onde λ_r , sont injectés respectivement dans les ports 3 et 1 du SOA-MZI, alors que le signal continu (CW) de longueur d'onde λ_c entre par le port 5. Chacun des coupleurs du SOA-MZI est à 3-dB. Par suite, la configuration initiale est telle que, sans signal de contrôle, la sortie de l'interféromètre est "éteinte", i.e. le flip-flop est dans l'état OFF. La boucle de retour relie la sortie au port 3 via un coupleur 3-dB. Elle ne transmet aucun faisceau autre que le bruit de l'émission spontanée amplifiée délivrée par les SOAs. Lorsque l'on injecte l'impulsion *SET* au port 6, elle atteint le SOA2 et réduit sa densité de porteurs et par suite son gain. Les deux branches du SOA-MZI sont alors déséquilibrées et le signal optique est récupéré à la sortie. Le flip-flop bascule vers l'état ON. Pour maintenir cet état, la boucle de retour permet la propagation d'une partie de la puissance optique sortante vers le SOA2 lorsque l'impulsion *SET* le quitte. Pour revenir à l'état OFF, on introduit une impulsion *RESET* au port 1 du MZI. Les gains des deux branches sont de nouveau équilibrés et le signal à la sortie ainsi que dans la boucle se trouve très fortement réduit. Les impulsions *SET* et *RESET* ont la même durée que le temps de transit dans la boucle ; une durée plus courte n'assurerait pas un feedback continu.

Une deuxième configuration possible pour les flip-flops est celle utilisant la porte XOR à base de NOLM [7]. La particularité de cette configuration est la forme impulsionnelle de sa réponse: elle peut être utilisée par exemple pour extraire un bloc de bits (son en-tête) dans un paquet. Comme le montre la figure 1.(c), le signal d'horloge (Frame) est de polarisation TE, alors que les signaux de contrôle *SET* et *RESET* sont de polarisation TM. Une rotation de polarisation est nécessaire sur la boucle pour convertir le feedback sur l'état de polarisation utilisée pour le *SET*. Tous les composants et fibres utilisés pour ce schéma sont à maintien de polarisation. L'utilisation de la configuration NOLM exige une durée d'impulsion maximal d'un demi temps bit pour le signal Frame et ainsi que longueur de fibre correspondante est déterminée.

3. VALIDATIONS ET RÉSULTATS

Pour la validation de la première architecture, nous utilisons le montage expérimental de la figure 1(d). Les signaux *SET* et *RESET* sont modulés puis séparés spectralement par un AWG et ré-amplifiés par un EDFA. Un retard optique est introduit entre les deux signaux par une fibre SMF de longueur 100 mètres ajoutée sur le chemin du *RESET* résultant en un retard de 500 ns. Les signaux sont injectés dans le SOA-MZI à travers un contrôleur de polarisation et un isolateur. La puissance des signaux est ajustée par des atténuateurs. La largeur des impulsions *SET* et *RESET* dépend de la

longueur de la boucle. Dans cette implémentation, la boucle se compose de la fibre de sortie du MZI, du contrôleur de polarisation et des bras du coupleur. La durée de l'impulsion est de 32.1 ns. L'intégration monolithique de la boucle sur le module du SOA-MZI pourrait la réduire énormément. Les impulsions consécutives sont séparées par 990.6 ns. Le SOA-MZI utilisé (produit par CIP Technologies) présente un taux d'extinction de 30dB entre ses ports de sortie avec des courants d'injection de $I_1 = 255.5$ mA et $I_2 = 299.24$ mA. La Fig.2(c) montre le comportement bistable du flip-flop. Les impulsions SET, RESET et la réponse du flip-flop sont illustrées respectivement par figure. 2(a), 2(b) et 2(c). La fonction flip-flop est démontrée avec des puissances des signaux CW, SET et RESET respectivement de -2.57, -3.92 et -7.54 dBm. On a obtenu un taux d'extinction de 13.6 dB entre les deux états du flip-flop, un temps de montée minimal de 29 ps et un temps de descente de 22 ps mesurés entre 10% et 90% de niveau de l'état ON (cf. figure 1(d)).

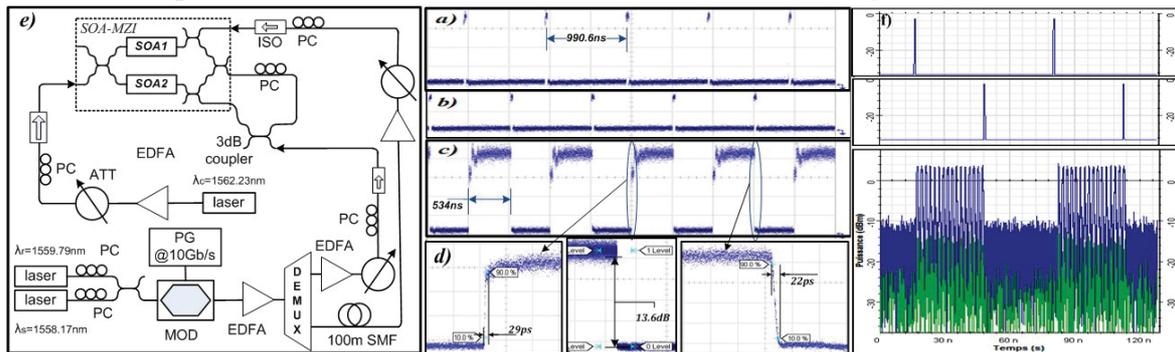


Fig. 2 : (a) SET(b) RESET (c) Etat ON/OFF (d) temps de réponses et taux d'extinction.(e)schéma expérimental (f) simulation de la deuxième configuration.

Le deuxième schéma de flip-flop est validé par simulation en utilisant l'outil OptiSystem. La figure 2(f) montre les signaux de contrôle SET et RESET ainsi que la réponse pulsée de l'élément flip-flop. Un taux d'extinction de 14dB est obtenu.

CONCLUSION

Nous avons présenté deux architectures pour les flip-flops optiques utilisant sur une seule porte OU-exclusif avec une boucle de retour. Une validation expérimentale montre des temps de réponse de la première très rapide de la configuration utilisant le MZI avec un bon taux d'extinction (>13dB). Aussi, Nous montrons par simulation la faisabilité d'un flip-flop à réponse pulsée.

RÉFÉRENCES

- [1]F. Ramos *et al.*, "IST-LASAGNE: Towards all-optical label swapping employing optical logic gates and optical flip-flops," J. Lightw. Technol.,vol. 23, no. 10, pp. 2993–3011, Oct. 2005.
- [2]M. Takenaka, M. Raburn, Y. Nakano, "All-optical flip-flop multimode interference bistable laser diode", IEEE Photon. Techn. Letters, Vol. 17, n°5, May 2005.
- [3]Y. Liu *et al.*, "Packaged and hybrid integrated all-optical flip-flop memory", Electron. Lett., vol. 42, no. 24, pp. 1399-1400, Nov 2006.
- [4]K. Huybrechts, G. Morthier, R. Baets, "Fast all-optical flip-flop based on a single distributed feedback laser diode", Optics Express, Vol. 16, n° 15, pp. 11406-11410, July 2008.
- [5]Y. D. Jeong, J. S. Cho, Y.H.Won, H.J.Lee, H.Yoo,"All-optical flip-flop based on the bistability of injection locked Fabry-Perot laser diode", Optics express, Vol.14, n°9, May 2006.
- [6]H. Brahmi *et al.* "Experimental Demonstration of an All-Optical Packet Forwarding Gate Based on a Single SOA-MZI at 40 Gb/s", in Proc. OFC'11 paper OMK5
- [7]T. Houbavlis, *et al.* "10 Gbit/s alloptical Boolean XOR with SOA fiber Sagnac gate," Electron. Lett., vol. 35, pp. 1650–1652, 1999.

RÉSEAUX DE GUIDES PHOTO-INDUITS À CONSTANTE DE COUPLAGE AJUSTABLE

Charles Ciret, Thibault Mengis, Virginie Coda et Germano Montemezzani

*Laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes (LMOPS),
Université Paul Verlaine - Metz et Supelec, 2 rue E. Belin F-57070 Metz, France*

charles.ciret@supelec.fr

RÉSUMÉ

La diffraction discrète dans des réseaux de guides d'ondes photo-induits faiblement couplés et à constante de couplage ajustable est étudiée. Les réseaux de guides sont obtenus par effet photoréfractif ce qui leur confère une grande reconfigurabilité tant au niveau des designs que de leurs caractéristiques. Ce type de réseaux offre une voie originale à l'étude de phénomènes linéaires et non-linéaires lors de la propagation discrète.

MOTS-CLEFS : *diffraction discrète ; réseaux de guides couplés ; effet photoréfractif ; reconfigurabilité*

1. INTRODUCTION

La propagation dans une structure composée d'un réseau de guides faiblement couplés diffère fortement de la propagation dans un milieu libre [1, 2]. La propagation se fait par couplage évanescent d'un guide adjacent à l'autre. Elle est fonction de la géométrie ainsi que du contraste d'indice de la structure. Combinée à une propagation non linéaire la diffraction discrète peut, dans certains cas, conduire à la formation de solitons discrets [2]. L'utilisation de ces structures non linéaires, possédant des caractéristiques propres, peut-être envisagée dans des systèmes de communication optique, comme par exemple pour des applications de commutation tout optique [3]. L'usage de ces structures est toutefois limité par le caractère non reconfigurable des réseaux de guides. Dans la plupart des cas, les guides sont obtenus par des techniques d'inscriptions physiques (diffusion, échange ionique, inscription par laser femtoseconde ...), ce qui conduit à la fabrication de guides dont les caractéristiques (largeur, indice de réfraction, périodicité ...) sont figées.

Nous proposons d'utiliser ici une technique originale de photo-inscription de réseaux de guides par effet photoréfractif. Les réseaux de guides ainsi obtenus possèdent des propriétés très facilement modifiables. La constante de couplage peut notamment être ajustée. Nous présentons d'abord la technique de photo-induction utilisée. Ensuite la propagation dans les réseaux de guides ajustables est testée expérimentalement dans différentes configurations, ce qui donne un bon accord avec les attentes théoriques pour les réseaux correspondants.

2. PHOTO-INDUCTION D'UN RÉSEAU DE GUIDES D'ONDES RECONFIGURABLE

La technique utilisée pour la photo-inscription de guides est basée sur une illumination latérale structurée d'un cristal photo-conductif et électro-optique (Fig.1). Elle a été démontrée pour la photo-inscription de guides canaux [4]. L'illumination latérale, appelée « faisceau de contrôle », est appliquée sur un cristal, possédant des propriétés photoréfractives et soumis à un champ électrique. Le design de la structure obtenue est alors directement lié à celui du front d'onde de l'illumination qui est pilotée à l'aide d'un modulateur spatial de lumière (SLM). La structure photo-induite peut alors être reconfigurée en modifiant l'image envoyée au SLM. Le contraste d'indice, obtenu via l'effet Pockels, est proportionnel au champ électrique appliqué et peut donc être modulé en changeant la tension électrique appliquée. Il est ainsi possible, sous l'action combinée d'une illumination de contrôle structurée et d'un champ électrique ajusté, de photo-induire un réseau de guides d'ondes faiblement couplés semblable à ceux obtenus par des processus conventionnels mais dont le profil de la structuration de l'indice de réfraction du matériau

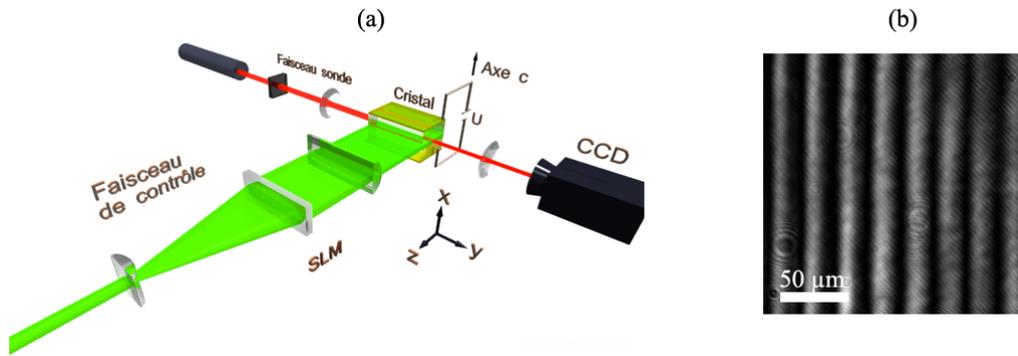


FIGURE 1 : (a) Schéma de principe de la technique d’illumination latérale par un faisceau de contrôle La structure photo-induite est testée à l’aide d’un faisceau sonde. (b) Exemple de réseau de guides, de période $19 \mu\text{m}$, photo-induits, obtenu en imageant la face de sortie du cristal et testé avec un faisceau sonde étendu.

est ici ajustable. De plus, par rapport à la technique basée sur une interférence multifaisceaux [5], notre approche permet de générer des structures à géométrie non parfaitement périodiques ou contenant des « défauts ».

Dans la suite nous présentons les résultats obtenus avec deux périodicités de réseaux de guides, dans un cristal de $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6 : 61$ (SBN:61) de dimension $5 \times 5 \times 10 \text{ mm}^3$. A titre d’exemple nous montrons l’effet d’une variation du contraste d’indice ainsi que celui de l’introduction d’un « défaut » dans la structure périodique. Les réseaux photo-induits (Fig. 1(b)) ont des dimensions expérimentales conformes à celles attendues.

3. OBSERVATION DE LA DIFFRACTION DISCRÈTE

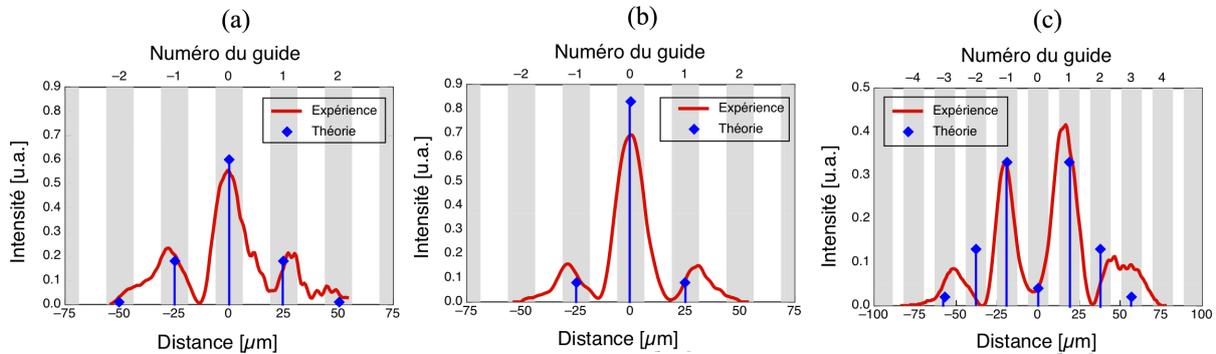


FIGURE 2 : Profil d’intensité normalisé de la diffraction discrète (en trait plein) avec : (a) un réseau « $12,5-12,5$ » et $\Delta n = 1,5 \cdot 10^{-4}$, (b) un réseau « $12,5-12,5$ » et $\Delta n = 2,4 \cdot 10^{-4}$, (c) un réseau « $12,5-6,5$ », et $\Delta n = 2,4 \cdot 10^{-4}$. Sur chacune des figures, les intensités théoriques sont également données (en bâton avec losange).

Une première structure réalisée a une période de $25 \mu\text{m}$ avec des guides de $12,5 \mu\text{m}$ et un espacement entre les guides de $12,5 \mu\text{m}$ (réseau « $12,5-12,5$ »). Un deuxième réseau avec des guides identiques ($12,5 \mu\text{m}$) et une distance inter-guides plus faible ($6,5 \mu\text{m}$) a été testé (réseau « $12,5-6,5$ »). Un faisceau incident sonde focalisé est couplé dans le guide central pour tester la structure photo-induite (Fig. 1(a)). Après propagation dans la structure, la distribution d’intensité en sortie du cristal est imageée sur une caméra. Les profils d’intensité correspondants sont représentés (en trait plein) sur la figure 2 pour différentes structures et confrontés à la théorie (en bâton avec losange). Les valeurs théoriques ont été obtenues par résolution de l’équation de couplage [1] dans chacune des structures, en considérant uniquement l’influence des deux guides adjacents sur le couplage. Le contraste d’indice (Δn), ajusté en

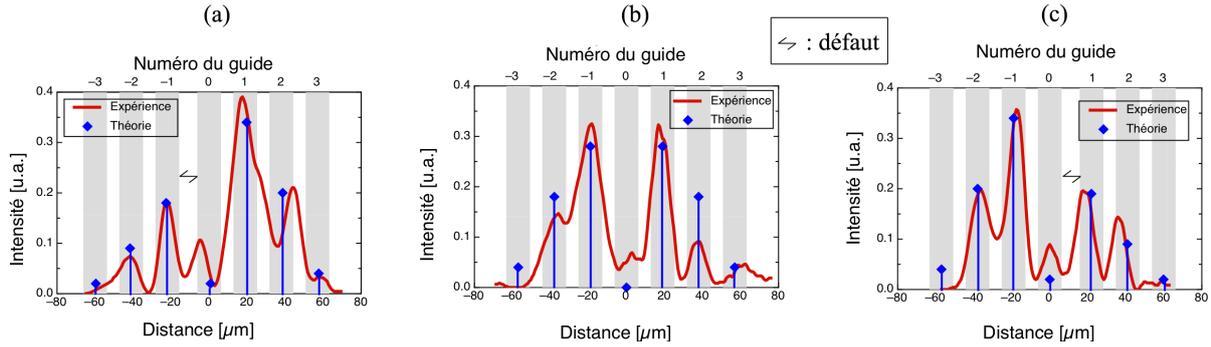


FIGURE 3 : Profil d'intensité normalisé de la diffraction discrète (en trait plein) avec un réseau « 12,5-6,5 » et $\Delta n = 1,5 \cdot 10^{-4}$ (b), avec un défaut inséré à gauche du guide central (a), avec un défaut inséré à droite du guide central (c). Les profils théoriques sont également donnés (en baton bleu avec losange).

changeant la tension appliquée, est mesuré par méthode interférométrique et donné dans chaque cas. Pour les deux périodicités étudiées, un bon accord qualitatif est obtenu entre les profils expérimentaux et les résultats théoriques.

Initialement, la périodicité du réseau est de $25 \mu\text{m}$ et le $\Delta n = 1,5 \cdot 10^{-4}$, le profil d'intensité obtenu est représenté sur la figure 2(a). Le Δn est alors augmenté à $2,4 \cdot 10^{-4}$, ce qui a pour effet de diminuer le couplage et donc de concentrer la lumière sur le guide central (Fig. 2(b)). Nous modifions ensuite la périodicité du réseau tout en conservant la même modulation d'indice de $2,4 \cdot 10^{-4}$. La diminution notable de l'espace inter-guide ($6,5 \mu\text{m}$ au lieu de $12,5 \mu\text{m}$) favorise ainsi, à nouveau, davantage la diffraction discrète (Fig. 2(c)).

Enfin, un défaut, sous forme de dissymétrie, est introduit dans le réseau « 12,5-6,5 ». La largeur d'un des deux espaces inter-guide adjacent au guide central est portée à $10 \mu\text{m}$. Cette dissymétrie entraîne une diminution locale de la constante de couplage ($0,78 \text{ cm}^{-1}$ au lieu de $1,3 \text{ cm}^{-1}$) qui permet de piloter la répartition de l'énergie en sortie. Les profils d'intensité correspondants sont représentés sur la figure 3 (avec un défaut à gauche du guide central (a), avec un défaut à droite du guide central (c), et sans défaut (b)). Comme attendu, la diffraction discrète se développe maintenant principalement du côté sans défaut.

CONCLUSION

Nous avons démontré le caractère reconfigurable des structures photo-induites par illumination latérale en modifiant le contraste d'indice et en insérant des défauts dans la périodicité des réseaux de guides. Ces résultats préliminaires ont montré une bonne concordance entre l'expérience et la théorie et permettent d'envisager la réalisation d'autres structures photoniques accordables. Une prochaine étape sera le passage à la réalisation de réseaux de guides canaux pour l'étude de la diffraction discrète 2D et de la propagation non linéaire dans des structures accordables.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Somekh, E. Garmire, A. Yariv, H. L. Garvin, and R. G. Hunsperger, "Channel optical waveguide directional couplers," *Applied Physics Letters*, vol. 22, pp. 46–47, 1973.
- [2] F. Lederer, G. I. Stegeman, D. N. Christodoulides, G. Assanto, M. Segev, and Y. Silberberg, "Discrete solitons in optics," *Physics Reports*, vol. 463, pp. 1 – 126, 2008.
- [3] J. M. Moison, N. Belabas, C. Minot, and J. A. Levenson, "Discrete photonics in waveguide arrays," *Optics Letters*, vol. 34, pp. 2462–2464, 2009.
- [4] M. Gorram, V. Coda, P. Thévenin, and G. Montemezzani, "Bulk channel-type reconfigurable light-induced waveguides recorded by crossed lateral illumination," *Applied Physics B : Lasers and Optics*, vol. 95, pp. 565–572, 2009.
- [5] J. W. Fleischer, T. Carmon, M. Segev, N. K. Efremidis, and D. N. Christodoulides, "Observation of discrete solitons in optically induced real time waveguide arrays," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, p. 023902, 2003.

DIODE LASER ORGANIQUE EN MICROCAVITE A MIROIRS DIELECTRIQUES MULTICOUCHES A VOLUME MODAL CONTROLE

**Anthony Coens¹, Mahmoud Chakaroun^{1,2}, Nathalie Fabre^{1,2}, Alexis Fischer^{1,2}, Azzedine Boudrioua¹,
Alejandro Giacometti³, Sophie Bouchoule³, Bernard Geffroy⁴**

¹ *Laboratoire de Physique des Lasers-LPL, CNRS UMR 7538, Université PARIS 13, Villetaneuse, France*

² *Centrale de Proximité en Nanotechnologies de Paris Nord, IUT Villetaneuse, Université PARIS 13,
93430 Villetaneuse, France*

³ *Laboratoire de Photonique et Nanostructures-LPN, CNRS UPR-20, Site Alcatel, 91460, Marcoussis,
France*

⁴ *CEA-liten, LPICM, école Polytechnique, 91128 Palaiseau, France*

Anthony.coens@edu.univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

L'objectif de ce projet est d'étudier et de démontrer la faisabilité du laser organique sous pompage électrique en utilisant une cavité verticale de type VECSEL. Comme première approche, nous nous sommes intéressés à la modification des caractéristiques de l'OLED lorsque celle-ci est placée dans un faible volume modal. De plus, nous avons étudié théoriquement et expérimentalement la réponse en transmission de la cavité.

MOTS-CLEFS : *diode laser organique ; OLED ; facteur de qualité ; volume modal ;*

1. INTRODUCTION

Dans le domaine de l'optoélectronique organique, un défi majeur consiste à réaliser le premier laser organique pompé électriquement. Il s'agirait d'un laser bas coût du fait de sa simplicité de fabrication, et qui plus est pourrait couvrir tout le spectre du visible. Plusieurs raisons s'opposent à cette réalisation tels que la forte absorption des électrodes ou encore la faible densité de courant admissible par les matériaux organiques. La stratégie est d'améliorer le confinement par une microcavité étendue, ayant un haut facteur de qualité, et de diminuer le seuil laser pour ne pas dépasser la densité de courant limite des matériaux organiques. Nous allons présenter des simulations utilisant la méthode des matrices de transfert, puis nous présenterons l'axe expérimental.

2. ÉTUDE DU CONFINEMENT PAR LA MICROCAVITE VERTICALE

Le confinement vertical est réalisé par deux miroirs multicouches (DBR). Ces miroirs sont constitués de 21 couches quart d'onde SiO₂/TiO₂ ou SiO₂/Ta₂O₅ (R>99%). Vis-à-vis du TiO₂, le Ta₂O₅ possède un indice moins élevé mais a néanmoins une absorption moindre, ce qui est un paramètre important pour obtenir de bon facteur de qualité (Fig.1). La dernière couche du miroir inférieur est remplacée par de l'ITO, oxyde transparent et conducteur constituant l'anode, sur lequel sont déposés les matériaux organiques CUPC, NPB, Alq₃ et DCM₂. Pour finir, une couche d'aluminium est déposée constituant la cathode.

La figure 1 présente les résultats de simulation où sont représentés l'impact de la distance entre les miroirs (communément appelé « spacer »), qui améliore le facteur de qualité mais augmente le nombre de modes longitudinaux. De haut facteur de qualité ont été relevés, néanmoins l'introduction de l'absorption au sein des couches baisserait drastiquement le facteur de qualité.

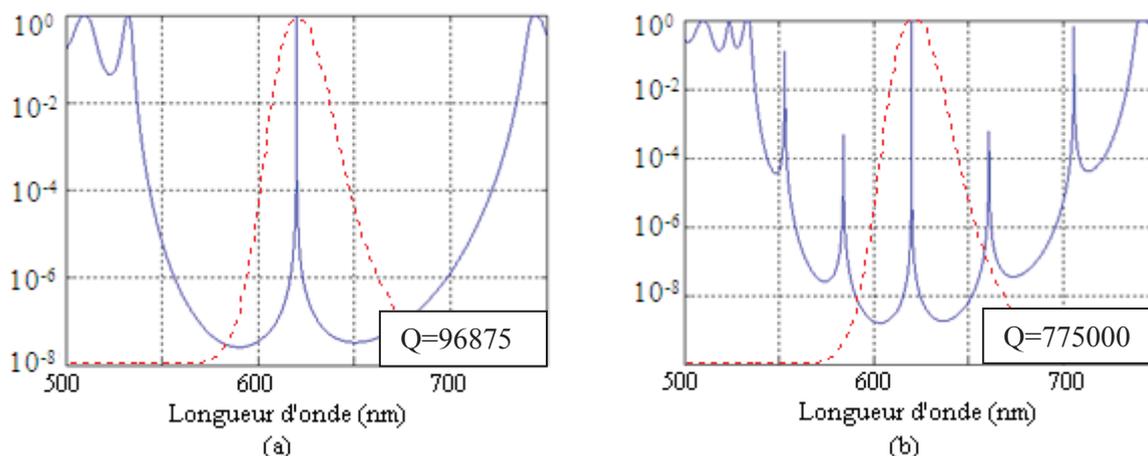


Fig. 1 : Spectre en transmission de microcavité verticale (courbe bleue)
Spectre d'émission spontanée Alq₃/DCM₂ (pointillés rouges)
(a) spacer = $\lambda/2$, (b) spacer = $15. \lambda/2$

En plus du confinement verticale, nous prenons en compte le volume modale de la cavité afin d'en étudier les modes transverses. Pour cela les matériaux organiques sont confinés latéralement dans une résine. Plus le diamètre de la cavité diminue, plus l'on va diminuer le nombre de modes guidés, et ainsi pouvoir envisager une réduction du seuil laser.

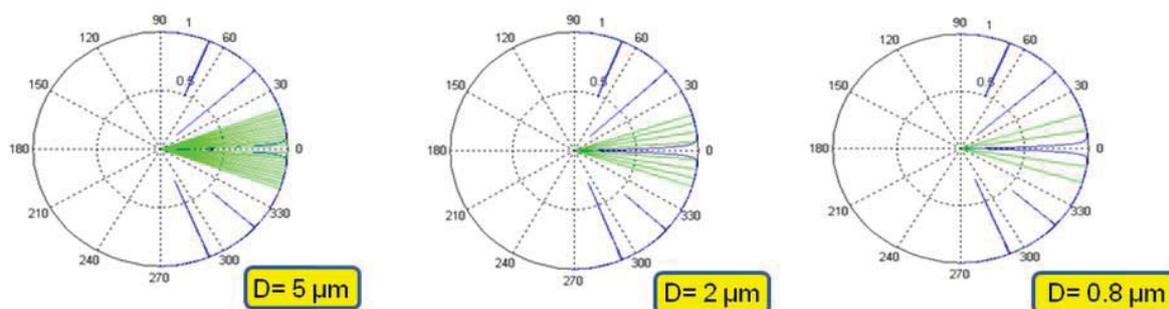


Fig. 2 : Diagramme de rayonnement et modes guidés de selon différents diamètres D de microcavité
Diagramme de réflexion (courbe bleue)
Modes guidés (lignes vertes)

3. REALISATION DE MICRO OLED EN CAVITE ETENDUE

Pour la formation de micro OLED en cavité étendue, le parallélisme des miroirs est un paramètre important. Le miroir supérieur est placé sur fibre optique afin de former la cavité mais aussi de récupérer le signal optique. Comme le parallélisme et la distance du spacer sont deux paramètres critiques, le positionnement de la fibre est contrôlé piézo-électriquement, avec une résolution de 10 nm sur le spacer, et 0.07 arcsec angulairement.

Les miroirs utilisés TiO₂/SiO₂ ont une réflexion supérieur à 99% autour de 620 nm, correspondant la longueur d'onde centrale de l'Alq₃/DCM₂. Pour constituer la cathode, la couche d'aluminium doit être suffisamment épaisse pour l'injection des électrons, mais suffisamment fine pour être semi-transparente dans le visible. Les matériaux organiques étant très sensibles à l'humidité et à l'oxygène, il sera donc nécessaire d'envisager des expérimentations en boites à gant, pour préserver la durée de vie des OLED ainsi que la répétabilité des mesures.

Comme évoqué précédemment, l'autre aspect concerne la modification des caractéristiques de l'OLED lorsque celle-ci est placée dans un faible volume modal. Comme nous le montre la figure 3, nous avons réalisés des micro-OLED à volume modal contrôlé.

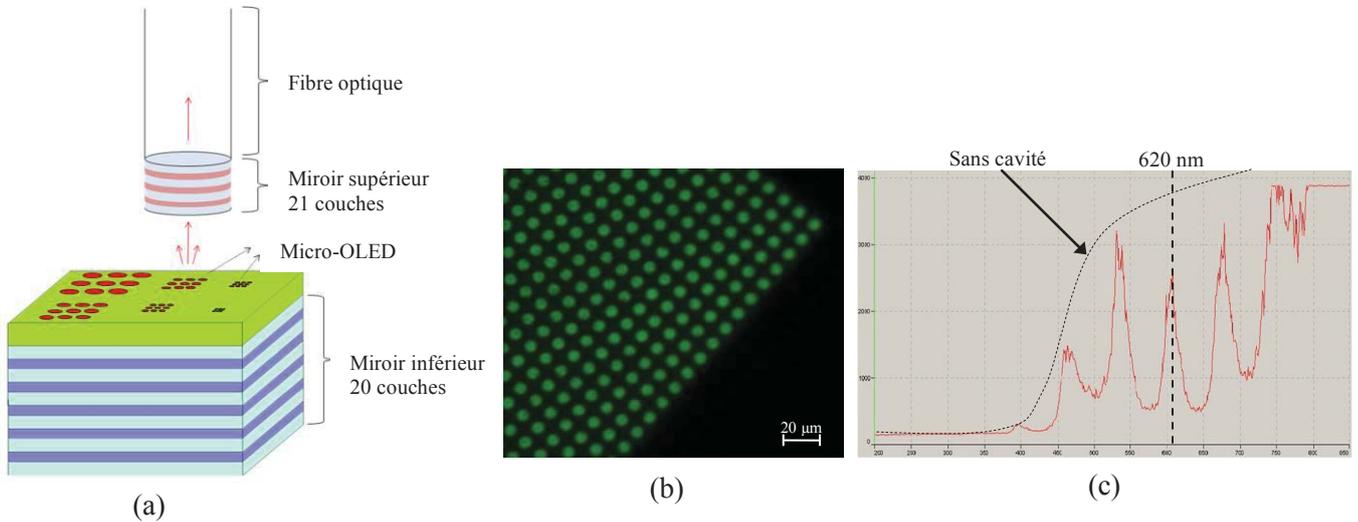


Fig. 3 : a-Présentation des micro-OLED en cavité étendue.
 b-micro-OLED allumée en vue de dessus, taille du motif=2 μm
 c-Spectre de la cavité étendue en passif (spacer = 15. λ/2)

Des diamètres de micro-OLED de 2 μm ont été obtenus (fig.3-b), et la cavité étendue a été caractérisée en passif via l'utilisation d'un laser à large spectre (fig.3-c). Nous observons la résonance à 620 nm, ainsi que la présence d'autres modes longitudinaux. D'après nos simulations, la distance entre les deux miroirs est de 15.λ/2. L'étape en cours consiste à réaliser le couplage des micro-OLED avec la cavité étendue, et les résultats seront présentés lors de la conférence.

CONCLUSION

Dans ce travail, les simulations par les matrices de transfert ont permis d'étudier la réponse en transmission de la cavité, et les résultats préliminaires sont en bon accord avec l'expérience. La réalisation de micro-OLED ainsi que la caractérisation de la cavité multicouche étendue ont été effectués. Des caractérisations électriques et optiques sont en cours afin de mettre en évidence une modification de l'émission de l'OLED en cavité à volume modal contrôlé.

Ce travail a été réalisé dans le cadre de l'ANR OLD TEA BLAN 2010 090701.

REFERENCES

[1] M. A. Baldo, D. F. O'Brien, M. E. Thompson, and S. R. Forrest, "Prospects for electrically pumped organic lasers," *Phys. Rev.* **66**, 1–16 (2002)
 [2] M. Chakaroun, A. Coens, N. Fabre, F. Gourdon, J. Solard, A. Fischer, A. Boudrioua, C.C. Lee, "Optimal design of a microcavity organic laser device under electrical pumping" *Vol.19,No.2/Optics Express* 493
 [3] X. Liu, C. Py, Y. Tao, Y. Li, J. Ding, and M. Day, "Low-threshold amplified spontaneous emission and laser emission in a polyfluorene derivative," *Appl. Phys. Lett.* **84**(15), 2727–2729 (2004).

CARACTÉRISATION D'UN SPECTROMÈTRE PAR TRANSFORMÉE DE FOURIER COMPACT EN OPTIQUE INTÉGRÉE

Amélie Creux¹, Alain Morand¹, Pierre Benech¹, Bruno Martin², Gregory Grosa¹, Etienne Le Coarer², Pierre Kern²

¹ *IMEP-LAHC, 3 parvis Louis Néel BP 257, F-38016 Grenoble CEDEX 1, France*

² *IPAG, UMR 5274, Université Joseph Fourier, BP 53, F-38041 Grenoble CEDEX, France*

creuxa@minatoc.inpg.fr

RÉSUMÉ

Ce papier présente les résultats de caractérisation d'un spectromètre par Transformée de Fourier compact en optique intégrée sur verre dans le proche infrarouge. Il permet la détection d'un interférogramme dont le spectre est obtenu par transformée de Fourier. Le design original de cet interféromètre permet d'avoir un interférogramme contrasté avec environ 350 franges qui induisent une résolution spectrale de 7nm sur la gamme de longueur d'onde de 980 à 1600nm. De plus, sa réalisation et sa mise en oeuvre sont simples et peu coûteuses.

MOTS-CLEFS : *Optique intégrée ; Spectromètre par transformée de Fourier ; LLIFTS*

1. INTRODUCTION

Un spectromètre par transformée de Fourier (STF) permet la détection d'un interférogramme de Fourier et d'obtenir le spectre de ce dernier en lui appliquant une transformée de Fourier. Par exemple, pour une source monochromatique la figure d'interférences obtenue est une sinusoïde et son spectre est un pic de dirac. Le contraste et la résolution spectrale dépendent respectivement du contraste et du nombre de franges mesurées. Ces spectromètres sont utilisés dans de nombreux domaines comme la médecine, la biologie ou l'astrophysique. Pour répondre à ces différents besoins, de récents développements ont été fait pour rendre ces systèmes plus compacts et plus robustes.

Il existe déjà des STF à base de MOEMS (Micro-optical electro-mechanical systems) [1] ou de milieux biréfringents [2] mais la présence d'éléments optiques, de mécanique ou encore de polariseurs les rendent fragiles, coûteux ou difficiles à réaliser. Pour diminuer la taille et augmenter la robustesse tout en gardant une résolution spectrale similaire, nous développons un STF en optique intégrée de type LLIFTS (Leaky Loop Integrated Fourier Transform Spectrometer) [3]. Nous allons d'abord rappeler le principe du LLIFTS puis les derniers résultats obtenus.

2. PRINCIPE DU LLIFTS

Le spectromètre LLIFTS est basé sur le principe des trous d'Young. Ces derniers créent des interférences par superposition de deux faisceaux issus d'une même source qui forment un interférogramme de Fourier. Leur désavantage est qu'ils ne créent pas un interférogramme avec un contraste élevé et un grand nombre de franges. Le LLIFTS, lui, permet d'avoir une enveloppe contrôlée (de la forme d'une porte) et un grand nombre de frange donc une meilleure résolution. La figure 1 présente le schéma global du spectromètre à gauche et la structure permettant de faire fuir la lumière à droite.

La lumière de la source est injectée dans le guide droit d'entrée du spectromètre puis la jonction Y sépare la lumière en deux parties idéalement de puissance égale. Chaque faisceau parcourt un guide courbe couplé à un guide plan, le couplage varie le long de la courbure grâce au contrôle du gap entre les deux structures. Plus le gap est petit, plus le couplage avec le guide plan est fort et donc plus la lumière fuit rapidement. Il y a alors création d'interférences par recouvrement des deux faisceaux dans le guide plan qui les confine verticalement. Le contrôle du gap permet d'obtenir des interférences étalées et contrastées en sortie. De plus, la structure est symétrique, les franges d'interférences ont donc le même centre de symétrie que le guide courbe et se créent sur un arc.

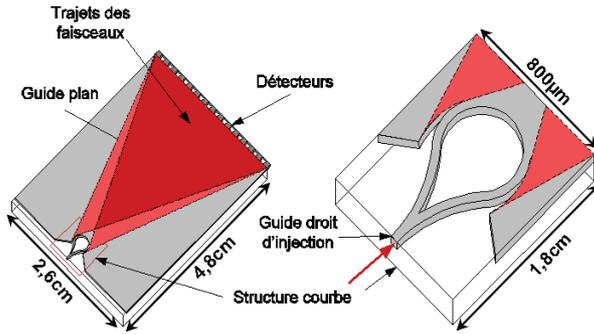


FIGURE 1 : Schéma du spectromètre LLIFTS

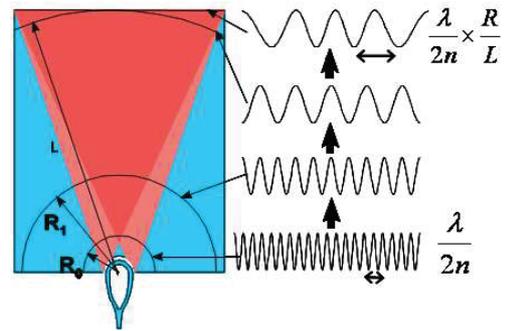


FIGURE 2 : Evolution des interférences sur un arc

La caractérisation du spectromètre se fait avec un objectif ou une barrette de photodétecteurs pour être plus compact. Mais cette dernière solution présente des difficultés. La taille de ces pixels fixe une limite sur la période des franges mesurées. Pour avoir un bon échantillonnage, il faut respecter le critère de Shannon et donc avoir une période au moins deux fois plus grande que la taille des pixels. Le design du LLIFTS permet d'avoir une frange agrandie en sortie d'un facteur L/R (L =longueur du guide plan, R =rayon de courbure) comme le montre la figure 2, il facilite l'échantillonnage. Cependant, la barrette de photodétecteurs mesure les franges sur un plan et non sur un arc, ce qui crée une déformation de la frange. Les franges mesurées n'ont alors pas une période constante, elle augmente quand on s'éloigne du centre. Pour obtenir leur spectre, il faut donc faire une transformée particulière qui a été développée [4].

3. RÉSULTATS

Le spectromètre a été testé sur un banc d'optique. Nous avons utilisé une source TUNICS monochromatique accordable, une diode à 980nm ou une source ASE large bande. Une fibre monomode permet d'injecter la lumière dans le guide et les franges d'interférences sont mesurées grâce à un objectif qui fait leur image sur une caméra sensible dans le proche infrarouge. Pour simuler une barrette de photodétecteurs les franges sont intégrées verticalement. Comme la caméra ne mesure qu'une partie des franges, il est donc nécessaire de déplacer l'objectif latéralement pour obtenir toute la figure d'interférences. Enfin, après la détection nous effectuons une transformée de Fourier adaptée pour obtenir le spectre de la source optique. La figure 3 montre les résultats obtenus avec les sources monochromatiques.

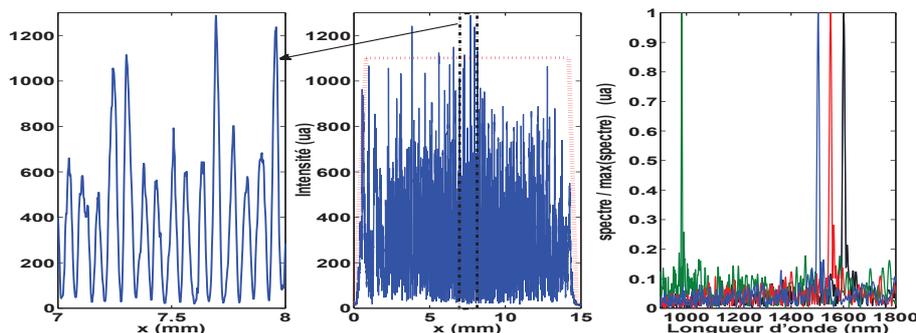


FIGURE 3 : (a) Interférogramme mesuré avec une source monochromatique ($\lambda=1500\text{nm}$) pour un rayon $200\mu\text{m}$ de gap de départ $3,5\mu\text{m}$ (en rouge : forme de l'enveloppe prévue par la modélisation), (b) transformée de Fourier adaptée pour différentes longueurs d'onde avec la même structure

Ces structures présentent des franges avec un fort contraste et une forme d'enveloppe proche de celle prévue par la modélisation. La mesure de la largeur à mi-hauteur des pics permet de déterminer

la résolution spectrale selon le rayon de courbure de la structure. On obtient une résolution à 1550nm de 10nm pour les guides courbes de rayon $200\mu m$, de 8,5nm pour le rayon $250\mu m$ et de 7nm pour le rayon $300\mu m$. La différence selon le rayon est due au zoom du guide plan. Plus le rayon est grand, plus la période des franges est petite, il y a donc plus de franges. La figure d'interférences en sortie de composant mesure environ 15mm, ce qui correspond à une figure d'interférences s'étendant sur 0,1mm dans la structure. Cette différence provient du zoom créé par la propagation de la figure d'interférences dans le guide plan. On peut vérifier que les franges pourront bien être échantillonnées par la barrette. On obtient pour un rayon de $200\mu m$ une période entre 65 et $70\mu m$ et pour le rayon de $250\mu m$ entre 50 et $55\mu m$. Avec une barrette de pixels de $25\mu m$, les franges seront donc bien échantillonnées (2 ou 3 points par franges). La figure 4 montre des mesures polychromatiques effectuées avec le spectromètre LLIFTS.

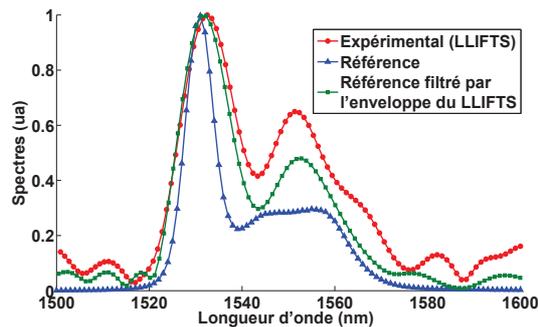


FIGURE 4 : Spectres obtenus avec une source ASE large bande

Le spectre de référence a été mesuré avec un analyseur de spectre ANRITSU de résolution maximale 0,07nm. Pour avoir une bonne comparaison, nous avons multiplié l'interférogramme de Fourier associé à ce spectre avec l'enveloppe du LLIFTS obtenue avec une source monochromatique à 1550nm. On peut donc comparer le spectre LLIFTS obtenu expérimentalement et le spectre de référence filtré par l'enveloppe. On obtient des spectres de forme et de résolution spectrale similaire. La diminution de la résolution et la chute de contraste du spectre de référence filtré sont dus à l'enveloppe du LLIFTS qui limite la taille de l'interférogramme et donc diminue le nombre de franges.

CONCLUSION

Dans ce papier, nous avons présenté un STF intégrée. Les structures étudiées permettant bien d'échantillonner les franges sur la barrette de photodétecteurs, la prochaine étape est d'ajouter la barrette en sortie pour obtenir un spectromètre compact et complet. De plus la structure du LLIFTS peut être transférée à d'autres longueurs d'onde comme le visible. Cela permettrait d'obtenir de meilleures résolutions car la taille de la caméra est plus grande. Dans ce cas, la structure en guide courbe peut être un bon moyen pour faire des mesures interférométriques comme la Cohérence par Tomographie Optique.

RÉFÉRENCES

- [1] H. Herzig, T. Scharf, and O. Manzardo, "Microspectrometer : From Ideas to Product," *IEEE/LEOS International Conference On Optical MEMS and nanophotonics*, pp. 58–59, 2008.
- [2] D. Komisarek, K. Reichard, D. Merdes, D. Lysak, P. Lam, S. Wu, and S. Yin, "High-performance non-scanning Fourier-transform spectrometer that uses a Wollaston prism arra," *Appl. Opt.*, vol. 43, pp. 3983–3988, 2004.
- [3] B. Martin, A. Morand, P. Benech, G. Grosa, P. Kern, and E. L. Coarer, "Realization of the Compact Static Fourier Transform Spectrometer llifts in glass integrated optics," *Opt. Lett.*, vol. 34, pp. 2291–2293, 2009.
- [4] B. Martin, A. Morand, P. Benech, G. Leblond, S. Blaize, G. Lerondel, P. Royer, P. Kern, and E. L. Coarer, "Design of a new compact Static Fourier Transform Spectrometer in integrated optics based on a leaky loop structure," *Opt. Lett.*, vol. 34, pp. 184–186, 2009.

CONCEPTION D'UNE FIBRE MICROSTRUCTUREE ENTIEREMENT SOLIDE A TRES GRANDE SURFACE MODALE POUR LES SOURCES LASERS MONOMODES DE PUISSANCE

Romain Dauliat^{1*}, Dmitry Gaponov¹, Philippe Roy¹, Kay Schuster², Stefan Grimm² et Sébastien Février¹

¹ *Laboratoire Xlim, UMR 6172 CNRS, Université of Limoges 123 Avenue A. Thomas, 87060 Limoges, France*

² *Institut für Photonische Technologie, P.O. Box 100 239. D - 07702 Jena. Germany*

* Contact: romain.dauliat@xlim.fr

Résumé

Le comportement modal d'une fibre dopée à l'ytterbium de diamètre de cœur supérieur à 50µm et à gaine microstructurée en nid d'abeille entièrement solide est étudié théoriquement. Il a été mis en évidence l'obtention d'une discrimination modale efficace et l'émission d'un faisceau monomode transverse quelque soit l'indice du cœur. La fabrication serait réalisée grâce à la synthèse de matériaux par vitrification de poudre et l'assemblage-étirage.

Mots clés : fibre microstructurée; grande surface modale; laser de puissance; procédé d'assemblage-étirage; vitrification de poudre.

1. CONTEXTE

La forte montée en puissance dont ont fait preuve les fibres actives ces dernières années a rendu nécessaire l'accroissement du diamètre de cœur afin de décroître la densité surfacique de puissance, et ainsi, repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires tels que l'auto-modulation de phase et la diffusion Brillouin stimulée par exemple. Ces fibres appelées 'Large Mode Area Fibres', ont été développées sous différentes formes : les 'fibres à canal de fuite' (LCF) [1], les fibres à 'cœurs couplés asymétriques' (CCC) [2], les fibres à bande interdite photonique à une dimension, telles que les fibres de Bragg [3], et à deux dimensions [4], et les fibres microstructurées air-silice (FMAS) rigides (appelées 'fibre barreaux') [5]. Toutes ces fibres exhibent des faisceaux monomodes à très grande aire effective mais présentent des faiblesses majeures. En premier lieu, les LCF, les CCC et les fibres barreaux reposent sur une fabrication complexe (usinages, assemblages-étirages multiples) visant à homogénéiser le cœur de la fibre et à maîtriser parfaitement son indice de réfraction. D'autre part, les LCF, les fibres barreaux et les fibres de Bragg nécessitent un indice du cœur très proche ou inférieur à celui de la silice, limitant ainsi le dopage en ions de terres rares, et les co-dopages possibles.

Nous avons récemment fabriqué des fibres optiques par un procédé alternatif de vitrification de poudre de silice dopée. Ce procédé permet d'obtenir un matériau d'excellente homogénéité volumique et une précision sur l'indice de réfraction de l'ordre de 1.10^{-4} . Cette homogénéité rend possible le développement de fibres présentant un cœur de 50 µm de diamètre. Le cœur peut également être fortement dopé en Ytterbium par exemple et cela, quels que soient les co-dopants utilisés, donc son indice de réfraction. De plus, les volumes produits dépassent de 50 à 100 fois ceux produits par les méthodes de dépôt [6]. Cette méthode originale a permis de réaliser des fibres dopées à l'Ytterbium présentant de bonnes performances optiques: une efficacité de conversion opto-optique de 74% [6] et une puissance maximale émise de 1.925kW [7]. Néanmoins, les fibres produites sont multimodes et donc incompatibles avec certaines exigences industrielles.

Suite à ces constats, nous proposons une fibre à grand cœur (>50µm), dont la morphologie de la gaine microstructurée offrirait la possibilité d'obtenir un fonctionnement monomode transverse même dans l'éventualité d'un cœur fortement dopé aux ions terres rares, donc présentant un indice de réfraction élevé, et d'être fabriquée par le procédé de vitrification de poudre. La

structure entièrement solide de cette fibre permettrait son utilisation dans des sources totalement fibrées, puisque la soudure aux composants fibrés (tels que les combineurs de puissance) serait facilitée. Nous présentons une étude théorique visant à définir les paramètres opto-géométriques optimaux d'une telle structure.

2. FIBRE MICROSTRUCTUREE ENTIEREMENT SOLIDE A GUIDAGE PAR REFLEXION TOTALE INTERNE MODIFIEE

Une gaine optique spécifique est conçu afin d'imposer une propagation monomode, quel que soit l'indice de réfraction ou le diamètre du cœur dopé. Ce concept repose sur l'assemblage de trois types de cellules hexagonales (Fig. 1). Les premières cellules sont dopées à l'ytterbium afin de constituer la zone de gain de la fibre (c1), et co-dopées de manière à maximiser le niveau de dopage, tout en minimisant l'impact du photo-noircissement. Des essais expérimentaux préliminaires ont permis d'obtenir un indice de réfraction accru de $5 \text{ à } 8 \cdot 10^{-3}$ par rapport à celui de la silice. Une famille de cellules passives, pourrait composer la périphérie du cœur (c2), si l'on souhaite réaliser un dopage sélectif [8]. Celles-ci seraient dopées afin que leur indice de réfraction soit proche, voire idéalement identique à celui des cellules actives. Enfin une troisième famille de cellules constituerait la gaine optique (c3). Ces dernières sont identiques à la famille précédente mais comportent en leur périphérie une fine couche de silice d'épaisseur 'e', créant ainsi une gaine microstructurée, impliquant un guidage par réflexion totale interne modifiée.

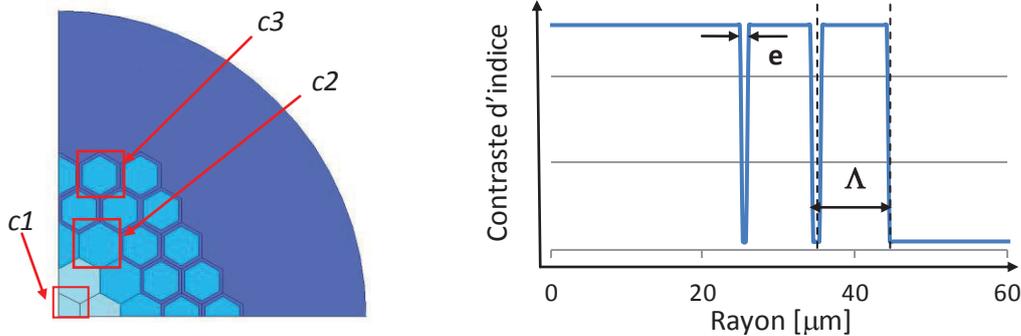


Figure 1 – Profil d'indice de réfraction surfacique et radial

3. ETUDE DU COMPORTEMENT MODAL

L'étude présentée porte sur l'optimisation de différents degrés de liberté que sont le nombre de cellules composant le cœur, le nombre de cellules actives, l'épaisseur des inclusions de silice et le nombre d'anneaux de gaine. Le rayon du cœur a été fixé de façon arbitraire à $50 \mu\text{m}$ (pour une émission à 1060nm) et des valeurs d'indice de réfraction réalistes basées sur les résultats expérimentaux préliminaires sont utilisées.

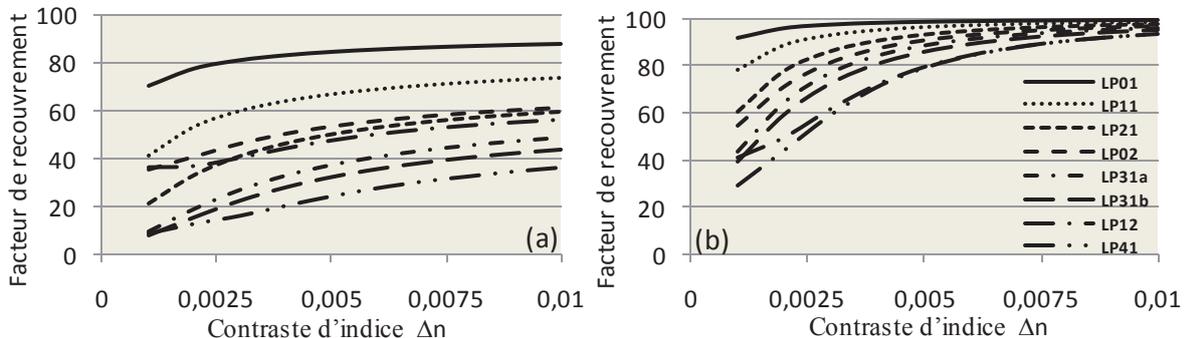


Figure 2 – Evolution du facteur de recouvrement modal en fonction du contraste d'indice Δn pour $e/\Lambda=0.9$ et un cœur constitué de 37 cellules dont 19 (a) ou 37 (b) sont dopées à l'ytterbium.

La modélisation a été réalisée à l'aide d'un logiciel basé sur la méthode des éléments finis (COMSOL) grâce auquel nous pouvons déterminer l'indice effectif des modes guidés dans la

structure et leur répartition de champ électrique, ainsi que le facteur de recouvrement (OF) de chaque mode avec la zone active. L'utilisation d'une couche absorbante est nécessaire afin d'éviter des effets de bord et d'estimer les pertes de confinement.

Sur la figure 2, on constate une amélioration du recouvrement lorsque le contraste d'indice Δn ou l'épaisseur des ponts 'e' sont accrus. De plus, on observe une discrimination modale bien plus forte sur la courbe 2a. Grâce au dopage partiel du cœur, les modes dont le champ est fortement localisé dans la zone de gain sont favorisés. Dans notre cas, les modes d'ordre élevé ayant une répartition de champ annulaire en régime actif sont discriminés. Une amplification sélective aura donc lieu.

Par la suite, nous avons étudié le comportement de cette fibre en régime d'oscillation laser CW ou en amplificateur. Cette étude a impliquée l'utilisation d'un modèle numérique capable de prendre en considération les variations transverses et longitudinales de l'inversion du gain, c'est à dire d'opérer une discrétisation transverse du milieu à gain [9]. Nous avons fixée la puissance de pompe à 20W et la longueur de fibre à 1.9m. Nous avons également considéré un dopage de 10000ppm/wt. En agissant sur l'épaisseur des ponts et en considérant un contraste d'indice de réfraction en adéquation avec nos résultats expérimentaux, nous démontrons l'obtention d'un faisceau monomode transverse, comme le montre la figure 3. Bien que la fréquence spatiale normalisée V soit proche de 40 ($V_{\text{monomode}} = 2.405$), l'amplification sélective a favorisé le mode fondamental. Quel que soit la différence d'indice de réfraction ou le rayon du cœur, l'optimisation de l'épaisseur 'e' des inclusions de silice, du pas Λ et du nombre d'anneaux composant la gaine permet d'obtenir un comportement monomode transverse.

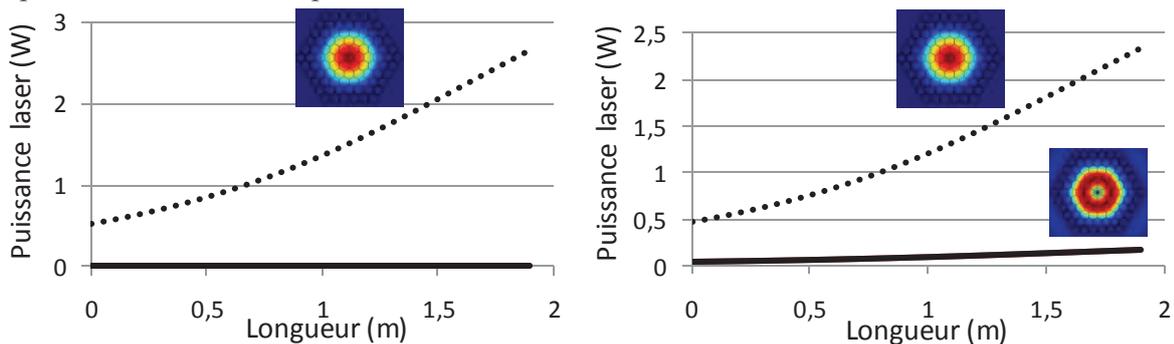


Figure 3 – Tracé de puissance laser pour $\Delta n = 8 \cdot 10^3$, $e/\Lambda = 0.9$ (à gauche) et $e/\Lambda = 0.8$ (à droite)

4. CONCLUSION

Nous avons réalisé la modélisation d'une fibre microstructurée active innovante répondant aux spécifications requises pour la réalisation de lasers de puissances efficaces et compacts. Le concept de fibre proposé permet l'obtention d'une émission monomode, quel que soit l'indice de réfraction du cœur, donc son niveau de dopage, et ce pour des diamètres de cœur supérieurs à $50\mu\text{m}$. Sa grande aire effective et son fort dopage contribueraient à réduire la longueur de fibre utile, et donc l'impact des effets non-linéaires.

REFERENCES

- [1] L. Dong *et al*, *Optics Express*, Vol 14, n°24, p11512-11519,2006.
- [2] L. Poladian *et al*, *Optics Express*, Vol. 19, n°2, p968-980, 2011.
- [3] D.A. Gaponov *et al*, *Optics Letters*, vol. 35, n°13, p.2233-2236,2010.
- [4] F. Luan *et al*, *Optics Letters*, vol. 29, n° 20, p2369-2371, 2004
- [5] J.Limpert *et al*, *Optics Express*, vol. 13, n°4, p.1055-1058, 2005.
- [6] M. Devautour *et al*, *Applied Optics*, vol. 48, n°31, pG139-G142, 2009.
- [7] M. Leich *et al*, *Optics Letters*, vol. 36, n°9, p1557-1159, 2011.
- [8] J.R. Marciante *et al*, *Selected Topics of Quantum Electronics*, vol. 15, n°1, p.30-36, 2009.

CAPTEUR DE TEMPERATURE ET SPECTROMETRE INFRAROUGE DE HAUTE RESOLUTION A BASE D'INTERFEROMETRE INTEGRE (SWIFTS)

Mikhaël de Mengin Poirier¹, Fabrice Thomas¹, Samuel Heidmann¹, Guillermo Martin¹, Etienne le Coarer¹

¹ Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, Université Joseph Fourier, UMR CNRS 5274, BP 53 F-38041 GRENOBLE Cedex 9, France

demengim@obs.ujf-grenoble.fr

RÉSUMÉ

SWIFTS pour Stationary Wave Integrated Fourier Transform Spectrometer, est un nouveau concept de spectromètre s'appuyant sur l'optique intégrée pour proposer un procédé de mesure très compact et très efficace par rapport aux instruments de spectrométrie d'aujourd'hui. Il combine une technique d'interférométrie développée par Gabriel Lippmann avec des technologies de microélectroniques actuelles. L'objectif est de présenter ici les résultats de conception et de caractérisation d'un SWIFTS dans le moyen infrarouge (à 3,39 μm c'est-à-dire en bande L). En parallèle, un SWIFTS proche-IR calibré à l'aide d'une fibre de Bragg permettra de mesurer une variation de température de façon très précise. En effet une variation de température de la fibre de Bragg modifie son indice de réfraction et donc décale le pic sur le spectre réfléchi de quelques picomètres, c'est ce décalage que nous observons.

MOTS-CLEFS : *Spectromètre intégré ; Moyen infrarouge ; Guide d'onde ; Fibre de Bragg.*

1. INTRODUCTION

Aujourd'hui la spectroscopie à haute résolution connaît un renouveau avec la redécouverte du phénomène d'onde stationnaire que l'on obtient à l'intérieur d'un guide d'onde lorsqu'on fait interagir une onde propagative avec son homologue contra-propagative réfléchi sur un miroir en bout de guide. La conception de spectromètres basée sur l'utilisation de composants optiques mobiles (réseaux de diffraction, miroirs en déplacement), empêchait leur simplification et leur miniaturisation. Or, il est nécessaire aujourd'hui de pouvoir emporter cette technique d'analyse n'importe où.

SWIFTS pour Stationary Wave Integrated Fourier Transform Spectrometer, est un nouveau concept de spectromètre s'appuyant sur l'optique intégrée pour proposer un procédé de mesure très compact et très haute résolution par rapport aux instruments de spectrométrie actuels.

Le spectromètre SWIFTS, créé à l'IPAG à l'initiative d'Etienne Le Coarer [1], combine une technique d'interférométrie développée par Gabriel Lippmann [2] avec les technologies microélectroniques actuelles. SWIFTS est composé d'une fibre optique ou d'un guide d'onde rectangulaire dans lequel une onde vient interférer avec elle-même selon deux configurations possibles : soit en disposant un miroir en bout de fibre (ou guide), il s'agit alors de l'effet Lippmann (SWIFTS Lippmann), soit en séparant la lumière incidente en deux ondes qui sont alors injectées dans la fibre (ou guide) dans les deux sens de propagation (SWIFTS Gabor). L'interférogramme ainsi obtenu, qui présente des périodes typiques de l'ordre de $\lambda/2n$ où n est l'indice du guide, doit alors être mesuré par des nano-détecteurs (des nano-fils d'or pour l'instant car ces détecteurs n'existent pas encore) pour ensuite être traité par transformée de Fourier, afin d'en déduire l'intensité en fonction des longueurs d'onde qui composent le rayonnement incident.

Ce changement d'échelle de la spectrométrie est très attendu par les scientifiques et les industriels qui souhaitent pouvoir obtenir des images de très haute résolution avec un tout petit spectromètre. Des résultats d'un SWIFTS fonctionnant dans le visible et le proche infrarouge [3]

ont déjà été présentés à la communauté. Dans cet article, nous étendrons ces résultats au moyen infrarouge (3,39 μm) et présenterons une des nombreuses applications possibles que permet le SWIFTS, un capteur de température.

2. UN SWIFTS OPERANT DANS LE MOYEN INFRAROUGE

Une étude d'un SWIFTS linéaire (par opposition à un SWIFTS matriciel) dans les bandes L et M aura un fort intérêt dans la détection d'exo-planètes. En particulier, la bande L (3,4 to 4,1 μm) qui est très appropriée pour la détections au sol de poussière exo-zodiacale autour d'une étoile. La réalisation d'un guide planaire à 3,39 μm en Niobate de Lithium par diffusion titane [4] sera appliquée à la réalisation d'un interféromètre intégré, destiné à ce type d'observation. Les paramètres de diffusion obtenus lors des étapes de réalisation du guide planaire présenté dans l'article de Martin et al. [4], permettront de définir les guides droits et fonctions de recombinaison (jonctions Y, coupleurs, etc.) du dispositif. Dans ce but, nous implanterons par diffusion de Titane des guides d'onde rectangulaires, sur lesquels seront déposées des lignes d'or pour simuler les nano-détecteurs.

Il est clair que pour être parfaitement efficace, SWIFTS dépend du développement de nano-détecteurs petits et très précis qui ne sont pas encore disponibles. Ainsi pour une première démonstration [1], une solution intermédiaire basée sur des nano-fils d'or perpendiculaires au guide d'onde fut adoptée et c'est encore cette solution que nous privilégions aujourd'hui.



Fig. 1 : Echantillonnage d'un guide droit monomode en diffusion titane éclairé par un laser à 3,39 μm (plots espacés de 30 μm)

On peut comparer cet interférogramme aux franges de moiré obtenues en simulation pour une longueur d'onde de 3,39 μm et un indice réel pour le mode TM du Niobate de Lithium dépendant de λ selon la formule donné par Eq. (1) :

$$n_o \text{LiNbO}_3 = 2,18125 + \frac{0,4604}{\lambda^2} - \frac{0,00106}{\lambda^4} \quad (1)$$

Pour tracer la figure d'onde stationnaire du mode TM en fonction de la position du plot m pour 3,39 μm , on utilise l'Eq. (2) :

$$Sw(m, j) = \frac{1}{2} \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda_j} (P(m) + \varphi_0) \right) \right) \quad (2)$$

Où φ_0 est la phase initiale, $\Lambda_j = \frac{\lambda_j}{2n}$ est la période de l'onde stationnaire en μm , j représente la longueur d'onde choisie λ_j et m le numéro du plot.

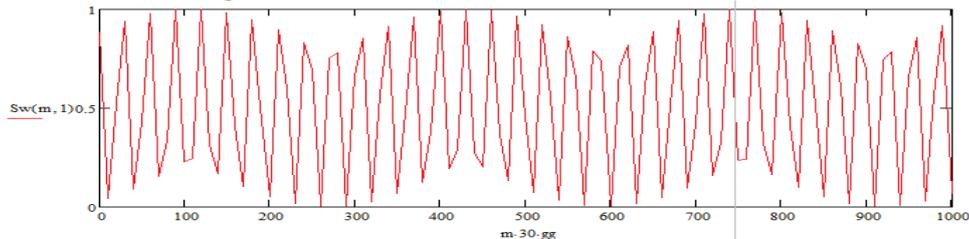


Fig. 2 : Moiré de frange théorique pour $\lambda=3,39 \mu\text{m}$ et un indice réel pour le mode TM

A partir de l'interférogramme (Fig. 1 et 2 ci-dessus) obtenu à l'aide d'une caméra IR, on pourra remonter soit à l'indice effectif du mode guidé (en ajustant la figure de Moiré avec Eq. (2)), soit remonter à la signature spectrale de la source. Pour cela, comme le système est sous-

échantillonné (car les plots sont séparés en pratique de 30 μm , alors qu'il faudrait une séparation de $\lambda/4n = 400 \text{ nm}$ environ), nous utiliserons les propriétés électro-optiques du LiNbO_3 pour déplacer l'onde stationnaire sous les plots et reconstruire un interférogramme complet, permettant d'atteindre la résolution nécessaire. On pourra alors reconstruire le spectre d'émission de la source par transformée de Fourier.

3. CAPTEUR DE TEMPERATURE PAR SPECTROMETRIE INTEGREE

Nous avons par ailleurs tenté de mesurer une variation de température de façon très précise à l'aide d'un SWIFTS Lippmann linéaire calibré dans le proche IR (env. 860nm). Pour cela, nous utiliserons une fibre de Bragg (fibre optique composé de réseaux de Bragg). Un réseau de Bragg étant un réflecteur de grande qualité utilisé, chaque réseau de Bragg réfléchira alors une longueur d'onde donnée et très précise.

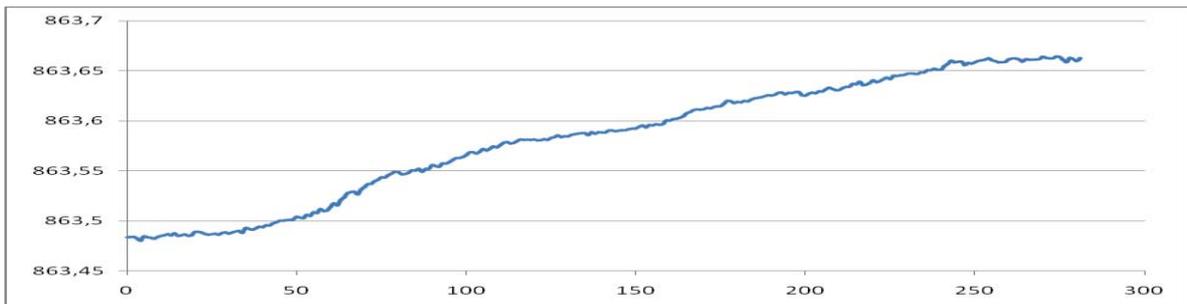


Fig. 2 : Variation de λ en nm en fonction du point de mesure correspondant à une température donnée

Nous appliquons une variation de température sur la fibre de Bragg ce qui modifie son indice de réfraction et donc décale le pic sur le spectre réfléchi de quelques picomètres, c'est ce décalage que nous observerons. Sur ce premier résultat, nous obtenons un décalage de 180 pm correspondant à une variation de 18°C. Connaissant la température initiale ainsi que la variation de température et la variation de longueur d'onde sur le spectre, le but sera de calibrer un SWIFTS en utilisant une sonde de température (PT1000). Finalement, après calibrage, la variation du spectre permettra de connaître la variation de température.

CONCLUSION

Nous avons présenté ici les premiers résultats de réalisation d'un SWIFTS en moyen infrarouge faisant suite au SWIFTS 400-1000 nm [3]. SWIFTS est un concept très compétitif pour les projets spatiaux car il permet d'économiser beaucoup de poids et de volume instrumentaux tout en sauvegardant la performance. Cependant ce concept n'est pas uniquement utilisable en astronomie. En effet, nous avons aussi montré la possibilité d'utiliser SWIFTS pour des applications aux mesures de température par voie purement optique. Ce principe pourrait d'ailleurs s'appliquer de la même manière pour la mesure d'une déformation appliquée à la fibre, on observerait alors le même type de décalage du spectre.

RÉFÉRENCES

- [1] E. Le Coarer et al., « Wavelength-scale stationary-wave integrated Fourier-transform spectrometry », *Nature Photonics*, vol. 1, n°. 8, p. 473–478, 2007.
- [2] G. Lippmann, « Sur la théorie de la photographie des couleurs simples et composées par la méthode interférentielle », *Journal de Physique Théorique et Appliquée*, vol. 3, n°. 1, p. 97-107, 1894.
- [3] J. Ferrand et al., « A SWIFTS operating in visible and near-infrared », in *Proceedings of SPIE*, Marseille, France, 2008, p. 701046-701046-7.
- [4] G. Martin, E. Anselm, A. Delboulbé, P. Kern, et N. Courjal, « New LiNbO_3 Devices for Infrared Interferometry and Evanescent-Field Sensing: Integrated Single Mode Young's Slit Interferometer at 3.39 μm », *Ferroelectrics*, vol. 390, n°. 1, p. 55, 2009.

OBSERVATION EN CHAMP PROCHE OPTIQUE DE LA RÉFRACTION D'UN FAISCEAU GAUSSIEN DANS UN CRISTAL PHOTONIQUE PRESENTANT UN EFFET SUPERPRISME

**Jean Dellinger,¹ Damien Bernier,² Benoit Cluzel,^{1,3} Xavier Le Roux,² Anatole Lupu,²
Frédérique de Fornel,¹ and Eric Cassan^{2,4}**

¹*Groupe d'Optique de Champ Proche, Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, CNRS, 9 Avenue A. Savary, 21078 Dijon, France*

²*Institut d'Electronique Fondamentale, Université Paris-Sud, CNRS, 91405 Orsay, France*

³e-mail: benoit.cluzel@u-bourgogne.fr ; ⁴e-mail: eric.cassan@u-psud.fr

RÉSUMÉ

Nous reportons les observations en champ proche optique de la réfraction d'un faisceau gaussien dans un cristal photonique conçu pour combiner un effet d'auto-collimation avec une dispersion de type superprisme. Les deux effets sont clairement démontrés par les images obtenues en champ proche. La déviation angulaire ainsi que la divergence spatiale du faisceau réfracté sont quantifiées. Les observations expérimentales sont comparées aux prédictions numériques, aux résultats obtenus en champ lointain et un accord quantitatif est démontré.

MOTS-CLEFS : *Microscopie en champ proche optique, cristal photonique, superprisme, auto-collimation*

1. INTRODUCTION

Les phénomènes dispersifs dans les cristaux photoniques planaires ont suscité un considérable intérêt au cours de la dernière décennie. En effet, par ingénierie de leurs courbes de dispersion, les cristaux photoniques permettent de contrôler la propagation d'un faisceau lumineux. L'auto-collimation [1], la réfraction négative [2],[3] et l'effet superprisme [4] en sont des illustrations emblématiques. Cependant, la plupart des travaux conduits sur le plan expérimental dans ce domaine sont basés sur des méthodes de spectroscopie en champ lointain [5] de la lumière transmise. Toutefois, ces méthodes ne permettent pas d'accéder directement aux phénomènes de dispersion et de diffraction des ondes électromagnétique au sein du cristal photonique, ce qui peut s'avérer particulièrement limitant dans les cas où la réponse en champ lointain des structures n'existe pas. On peut citer par exemple les dispositifs d'invisibilité [6] ou de focalisation [7] pour lesquels les interactions lumière-cristal photonique ne peuvent être obtenues que dans le champ proche optique. Dans le travail reporté ici, nous mettons en œuvre une méthode d'imagerie en champ proche optique pour visualiser directement la propagation d'un mode guidé dans un cristal photonique combinant les effets d'auto-collimation et de superprisme.

2. CONCEPTION, FABRICATION

Le cristal photonique étudié ici a été calculé et fabriqué à l'Institut d'Electronique Fondamentale [1][8]. Il est constitué d'un réseau rhomboédrique de trous gravés sur un substrat de silicium sur isolant (SOI). Cette agencement permet d'obtenir un cristal photonique ayant des courbes d'iso-fréquence adéquates afin d'obtenir un bon compromis entre l'effet superprisme (forte réfraction sur une large bande spectrale) et l'effet d'autocollimation (faible divergence du faisceau dans le superprisme).

Le cristal mesure $100\mu\text{m}$ de long et occupe une surface de $2900\mu\text{m}^2$. Le guide d'entrée de $9\mu\text{m}$ permet d'avoir une onde incidente au cristal faiblement divergente. Une vue au microscope électronique du cristal photonique est représentée sur la figure 1(a).

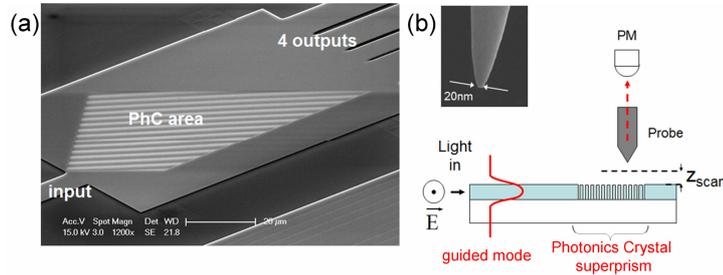


Fig. 1 : (a) Vue au microscope électronique du cristal photonique (b) Montage expérimentale

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 1(b). On injecte la lumière issue d'un laser accordable aux longueurs d'onde des télécommunications, dans le guide ruban SOI à l'aide d'un objectif à grande ouverture numérique. La sonde champ proche est une fibre optique de silice monomode étiré à chaud avec une extrémité de 20nm. Elle est maintenue à 4nm de la surface de l'échantillon à l'aide d'un asservissement de type shear-force. Lors du balayage de la sonde sur la surface de l'échantillon, nous enregistrons le signal détecté par la sonde.

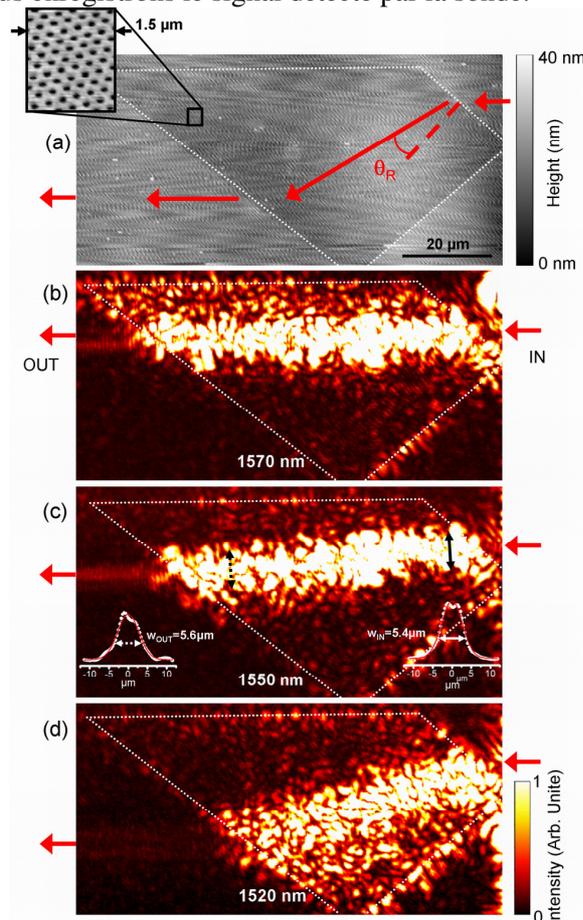


Fig. 2 : (a) Image topographique obtenue avec le microscope optique en champ proche. De (b) à (d), images optiques du superprisme à différentes longueurs d'onde. Le faisceau vient de la gauche puis est réfracté à l'intérieur du cristal photonique

Nous obtenons ainsi une série d'images représentant la propagation de la lumière dans le cristal photonique à chaque longueur d'onde. La figure 2 représente trois images à trois longueurs d'onde différentes. Ces images permettent de visualiser les deux effets prédominant dans le cristal photonique. La forte déviation angulaire en fonction de la longueur d'onde est caractéristique de l'effet superprisme. Pour une bande spectrale de 20nm autour de 1550 nm, le faisceau ne diverge pas, ce qui est caractéristique de l'effet d'auto-collimation. A l'aide des images obtenues, nous caractérisons ensuite la divergence et la déviation spatiale du faisceau dans le cristal photonique et nous comparons avec les prédictions numériques obtenues par la méthode d'expansion des ondes planes (fig 3). Un accord quantitatif est obtenu [9].

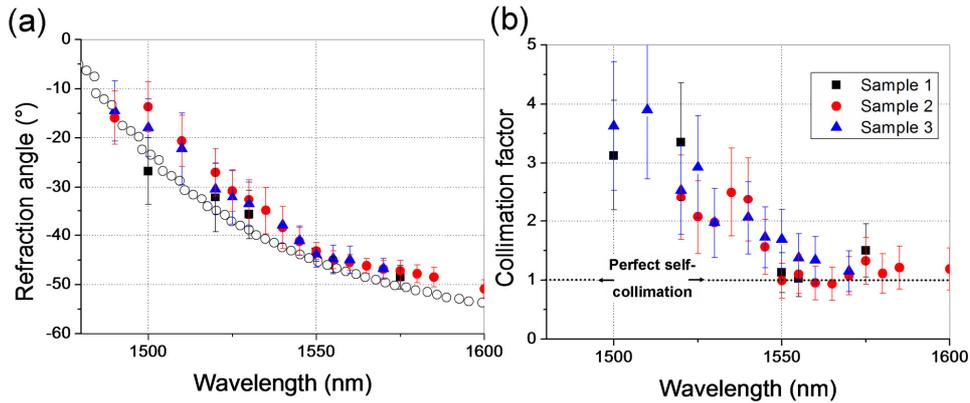


Fig. 3 : (a) Déviation spatiale du faisceau en fonction de la longueur d'onde. Les cercles blancs représentent les prédictions numériques. (b) Facteur de collimation en fonction de la longueur d'onde. Le faisceau est parfaitement collimaté pour un facteur de collimation de 1.

4. CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons présenté une méthode d'observation en champ proche optique, de la réfraction d'un faisceau à l'intérieur d'un cristal photonique associant un effet de superprisme et d'auto-collimation. Les images permettent une détermination quantitative de l'angle de réfraction et du facteur de collimation en fonction de la longueur d'onde d'injection. Les résultats expérimentaux sont en accord avec les simulations et les précédent résultats effectués en champ lointain.

L'observation et la caractérisation d'un faisceau dans un cristal photonique ouvrent des perspectives prometteuses pour les applications futures de l'optique intégrée [10].

REFERENCES

- [1] J. Witzens, M. Loncar, A. Scherer, *EEE J. Quant. Elec* 8, 1246 (2002).
- [2] T. Matsumoto, K.-S. Eom, T. Baba, *Opt. Letters* 31, 2786 (2006).
- [3] N. Fabre, L. Lalouat, B. Cluzel, X. Mélique, D. Lippens, F. de F., O. Vanbésien, *Phys. Rev. Lett.* 101, 073901 (2008).
- [4] A. Lupu, E. Cassan, S. Laval, L. El melhaoui, P. Iyan, J.M. Fédéli, *Opt. Express* 12 (23), 5690 (2004).
- [5] A. Lupu, A.d. Lustrac, A. Ourir, X. Checoury, J.-M. Lourtioz, E. Centeno, D. Cassagne, J.-P. Albert, F. Pommereau, L. Legouezigou, O. Drisse, O. Legouezigou, E. Deroin, and G.-H. Duan, *Opt. Express* 14 (5), 2003 (2006).
- [6] J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith, *Science* 312, 1780 (2006)
- [7] J. Marquès-Hueso, L. Sanchis, B. Cluzel, F. de Fornel and J. P. Martinez-Pastor, *App. Phys. Lett.* 97, 071115 (2010)
- [8] A. Lupu, E. Cassan, S. Laval, L. El melhaoui, P. Iyan, J.M. Fédéli, *Opt. Express* 12 (23), 5690 (2004)
- [9] J. Dellinger, D Bernier, B Cluzel, X Le Roux, A Lupu, F de Fornel, E Cassan, *Optics Letters* 36 (7) 1074 (2011)
- [10] Akmansoy, E. Centeno, K. Vynck, D. Cassagne, and J. M. Lourtioz, *App. Phys. Lett.* 92, 133501 (2008)

FIBRES LASERS DOPÉES YTTERBIUM : UNE ÉTUDE STRUCTURALE

T.Deschamps,¹ N. Ollier,¹ T. Charpentier², H. Vezin,³ and C. Gonnet⁴

¹ Laboratoire des Solides Irradiés, UMR 7642 CEA-CNRS-Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France

² CEA, IRAMIS, Service Interdisciplinaire sur les Systèmes Moléculaires et Matériaux, LSDRM, UMR CEA-CNRS 3299, Fr-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

³ Laboratoire de Spectrochimie Infrarouge et Raman, Université des Sciences et Technologies de Lille, UMR-CNRS 8516, 59655 Villeneuve d'Ascq, France

⁴ Draka Comteq France, site data 4, route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

thierry.deschamps@polytechnique.edu

RÉSUMÉ

A partir de différentes techniques spectroscopiques, nous caractérisons la structure générale des préformes de fibres $\text{SiO}_2\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-P}_2\text{O}_5$ dopées Yb^{3+} synthétisées par MCVD ainsi que l'environnement local de l'ytterbium. Par spectroscopie Raman et Résonance Magnétique Nucléaire nous montrons que le rapport Al/P conditionne la structure de la matrice vitreuse. A partir de spectres de RPE continue et pulsée, l'environnement de l'ytterbium est également sondé. Nous montrons notamment que l'environnement local de Yb^{3+} ainsi que la quantité de clusters dépendent fortement de la concentration en Al et P, en accord avec nos mesures de luminescence coopérative.

MOTS-CLEFS : fibres laser ; ytterbium ; spectroscopie ; structure

1. INTRODUCTION

Les fibres de verre dopées Yb^{3+} émettant dans l'infrarouge sont utilisées comme fibres laser de forte puissance, pour des applications diverses (traitements des matériaux, applications biomédicales, télécommunications...). Cependant, l'ytterbium est très peu soluble dans la silice : au-delà de quelques centaines de ppm, l'introduction d'ytterbium entraîne la formation de clusters qui ont pour effet de réduire le rendement de la fibre. Il est cependant connu que le codopage par ajout d'aluminium et/ou de phosphore permet d'améliorer les propriétés de ces fibres [1]. Afin de déterminer le rôle de ces codopants au niveau structural, nous étudions une série de fibres optiques $\text{SiO}_2\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-P}_2\text{O}_5$ dopées Yb^{3+} avec des teneurs en Al et P variables, en utilisant différentes mesures spectroscopiques complémentaires. Ces mesures ont pour but de mieux comprendre à terme les processus menant au photodarkening.

La structure générale de la matrice vitreuse sera étudiée par résonance magnétique nucléaire et diffusion Raman, tandis que la résonance paramagnétique électronique et la photoluminescence nous renseigneront sur l'environnement local des ions terres rares.

2. COMPOSITION DES ÉCHANTILLONS

Les échantillons sont des préformes de fibres synthétisées par Draka en utilisant la méthode MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition). La composition du cœur de chaque préforme en Al, P et Yb est indiquée dans le tableau 1.

Tab. 1 : Composition des préformes en % atomique

	A	B	C	D	E	F
Al	2.46	2.44	2.58	2.42	1.60	0.72
P	0.90	1.21	1.85	1.97	2.88	2.71
Yb	0.08	0.09	0.07	0.07	0.07	0.09

3. STRUCTURES DES DIFFÉRENTES PRÉFORMES

Le verre de silice est un réseau tridimensionnel constitué de tétraèdres SiO_4 joints par leurs sommets. Les spectroscopies Raman et RMN permettent d'analyser les modifications structurales induites par l'ajout d'Al et P. Elles nous ont permis de montrer que le rapport Al/P conditionne la structure du verre. Pour chaque préforme, nous observons une modification du spectre Raman de la silice entre 1000 cm^{-1} et 1300 cm^{-1} caractéristique de la formation de liaisons Al-O-P venant se substituer aux liaisons Si-O-Si. Lorsque le phosphore est introduit en excès (Al<P), le spectre Raman présente une bande de vibration à 1330 cm^{-1} et le spectre RMN une bande fine vers -38 ppm , toutes les deux caractéristiques de la vibration P=O [2].

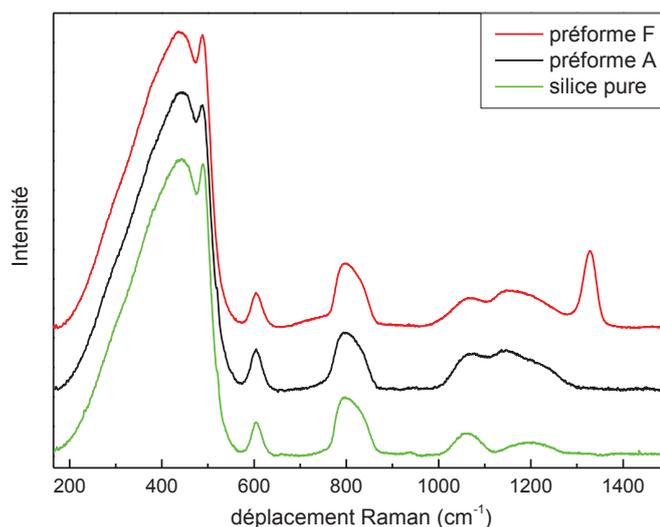


Fig. 1 : Spectres Raman de la silice pure et de deux préformes $\text{Yb}^{3+}:\text{SiO}_2\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-P}_2\text{O}_5$ avec des teneurs en Al et P différentes.

La RMN permet également de déterminer la spéciation de l'aluminium pouvant être en coordinence 4, 5 ou 6. Des expériences à haut champ (20 Tesla) ont été réalisées à cette fin et pourront être présentées. De plus, des mesures de relaxation des atomes ^{31}P et ^{27}Al nous donnent des éléments sur la proximité des ions Yb^{3+} avec P ou Al.

4. ENVIRONNEMENT DES IONS YTTERBIUM

L'ion Yb^{3+} est paramagnétique et malgré le très large signal de Yb^{3+} dans les verres, nous avons mis en évidence des variations de l'environnement de celui-ci en fonction du type de codopants. La RPE pulsée permet d'obtenir des informations plus fines sur l'environnement de l'ytterbium, à partir du couplage entre le spin électronique des ions Yb^{3+} et les spins nucléaires des atomes voisins [3]. A très basse température (4K), une séquence de pulses micro-ondes permet de former un « écho de spin » dont la décroissance temporelle est modulée aux fréquences de Larmor des noyaux voisins. Par transformée de Fourier à deux dimensions, la spectroscopie HYSORE (Hyperfine Sublevel Correlation), utilisant une séquence spécifique de pulses électromagnétiques, permet d'analyser le voisinage des ions Yb^{3+} . La figure 2 présente un spectre HYSORE de la préforme F réalisé à 350 mT.

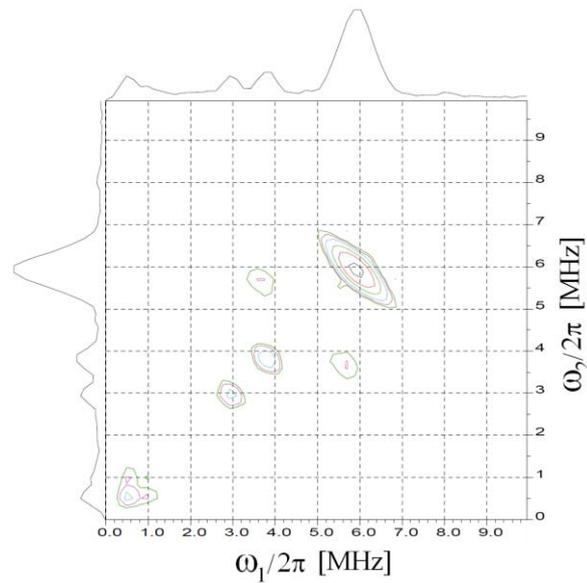


Fig. 2 : Spectre HYSORE de la préforme F réalisé à 4K et 350mT

Les tâches HYSORE à 3.0 MHz, 3.9 MHz et 6.0 MHz sont respectivement dues à la proximité des atomes de Si, Al et P. Cette figure montre que le phosphore forme une sphère de solvatation autour des ions terres rares.

Par luminescence coopérative (émission de paires d'ions Yb^{3+}), la quantité de clusters d'ions Yb^{3+} en fonction des concentrations en Al et P sera également discutée.

CONCLUSION

Les différentes techniques spectroscopiques montrent que la structure du verre $\text{SiO}_2\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-P}_2\text{O}_5$ dépend fortement du rapport Al/P. L'environnement des ions Yb^{3+} est également influencé par la quantité relative des codopants. La capacité respective de l'aluminium et du phosphore à dissoudre les ions terres rares sera discutée.

RÉFÉRENCES

- [1] K. Arai, H. Namikawa, K. Kumata, T. Honda, Y. Ishii, and T. Handa, "Aluminium or Phosphorous co-doping Effects on the Fluorescence and Structural Properties of Neodymium-Doped Silica Glass," J. Appl. Phys. Vol. 59, pp. 3430-3436, 1986.
- [2] V. G. Plotnichenko, V. O. Sokolov, V. V. Koltashev, and E. M. Dianov, "On the Structure of Phosphosilicate Glasses," J. Non-Cryst. Solids vol. 306, pp. 209-226, 2002.
- [3] S. Sen, R. M. Rakhmatullin, R. Gubaidullin, A. Pöpl, "Direct Spectroscopic Observation of the Atomic-Scale Mechanisms of Clustering and Homogeneization of Rare-Earth Dopant Ions in Vitreous Silica," Phys. Rev. B vol. 74, pp.100201-100204, 2006.

EFFETS NONLINÉAIRES AU SEIN DE FIBRES MICROSTRUCTURÉES À CŒUR SUSPENDU EN CHALCOGÉNURE : EXPÉRIENCES ET SIMULATIONS

M. Duhant¹, T.-N. Nguyen², W. Renard¹, G. Canat¹, A. Bétourné²,
L. Brilland³, F. Smektala⁵, Q. Coulombier⁴, J. Troles⁴, G. Renversez²

¹ ONERA, DOTA, Chemin de la Hunière, 91761 Palaiseau, France

² Institut Fresnel, UMR CNRS 6133, Université d'Aix-Marseille, F-13397 Marseille cedex 20, France

³ PERFOS, 11 rue de Broglie, 22300 Lannion, France

⁴ Sciences chimiques de Rennes, UMR CNRS 6226, Université de Rennes 1, 35000 Rennes, France

⁵ LICB, UMR CNRS 5209, Université de Bourgogne, 9 Avenue Alain Savary, 21000 Dijon, France

gilles.renversez@fresnel.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions à la fois expérimentalement et au moyen de simulations numériques des effets nonlinéaires dans des fibres microstructurées, à cœur suspendu en verre de chalcogénure $\text{As}_{38}\text{Se}_{62}$, pompées au voisinage de $2\ \mu\text{m}$. Des cascades Raman jusqu'au quatrième ordre sont ainsi observées entre 2 et $2,5\ \mu\text{m}$ pour de faibles puissances crêtes. Par le calcul, nous reproduisons ces résultats et nous montrons aussi qu'il est possible d'obtenir des supercontinua dans la gamme $3\text{-}5\ \mu\text{m}$ avec ces dispositifs.

MOTS-CLEFS : *fibre optique microstructurée, chalcogénure, nonlinéaire, supercontinuum*

1. INTRODUCTION

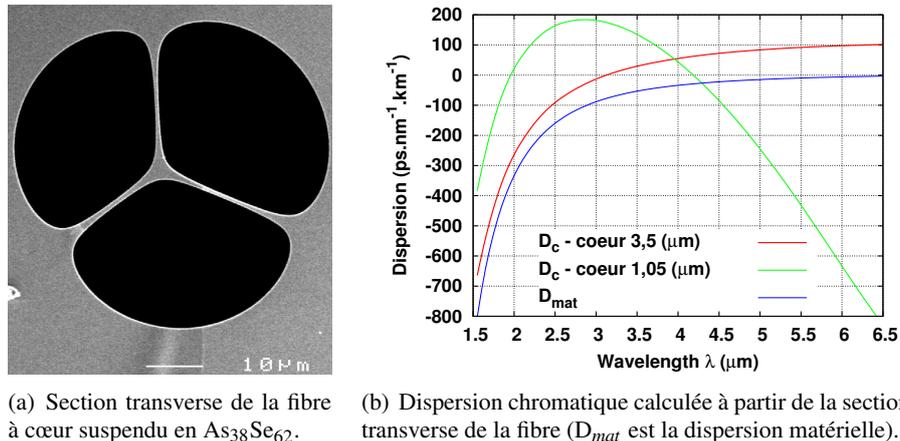
Il va y avoir presque quarante ans que la première fibre optique microstructurée (FOM) à cœur suspendu a été fabriquée [1]. De nos jours, ces fibres ne sont plus seulement obtenues à partir de silice mais aussi d'autres verres aux propriétés particulières. Ainsi dans cette étude, nous présentons des résultats relatifs aux FOMs à cœur suspendu en verre de chalcogénure et plus particulièrement AsSe. Ces verres de haut indice sont remarquables non seulement pour leurs très fortes nonlinéarités mais aussi pour leurs excellentes transparences dans le moyen et éventuellement le lointain infrarouge [2]. Un de nos objectifs à moyen terme est la réalisation d'un dispositif tout fibré capable de générer un supercontinuum couvrant l'intégralité de la bande de transparence de l'atmosphère allant de 3 à $5\ \mu\text{m}$. En fonction des puissances obtenues on peut envisager des applications de type LIDAR ou des applications à la biophotonique. En effet de très nombreuses molécules ont des réponses spectrales dans cette gamme de longueurs d'onde. Plusieurs approches ont été développées pour générer des supercontinua couvrant ces longueurs d'onde. On peut citer notamment celles consistant à utiliser une source de très forte puissance à $1,55\ \mu\text{m}$ (laser Ti :Saphir et OPO) dans une fibre à cœur suspendu en verre de tellurite [3]. Cependant ce type d'approche ne permet pas d'envisager une solution fibrée et compacte, elle a aussi de sérieuses limitations aux grandes longueurs d'onde par l'importante absorption matérielle du verre employé.

Dans ce travail, nous décrivons les résultats obtenus avec le verre $\text{As}_{38}\text{Se}_{62}$. Nous avons déjà étudié d'autres verres de chalcogénures comme AsS qui sont eux aussi prometteurs [4]. Notre approche est d'employer une source fibrée émettant autour de $2\ \mu\text{m}$ pour atteindre le premier zéro de dispersion chromatique des FOMs envisagées cela afin de favoriser la génération de supercontinua [5].

2. CASCADES RAMAN MULTIPLES À PARTIR DE $2\ \mu\text{m}$

Nous avons fabriqué une FOM à cœur suspendu en utilisant notre nouvelle technique de fabrication basée sur le moulage du verre de chalcogénure $\text{As}_{38}\text{Se}_{62}$ dans une microstructure en silice [6]. Cette technique évite les problèmes d'interfaces qui peuvent être rencontrés avec la méthode d'empilement et d'étirage avec les verres de chalcogénure. Le diamètre de cette fibre est d'environ $3,5\ \mu\text{m}$. A $1,55\ \mu\text{m}$ les pertes de guidage sont de $0,4\ \text{dB/m}$. Des calculs basés sur notre méthode des éléments finis [7] et obtenus

à partir d'une microphotographie du profil transverse de la fibre, nous confirment que ses pertes sont générées par le matériau et non par un guidage faible de la structure. Nous avons de plus calculé sa dispersion chromatique en utilisant des mesures d'indice de réfraction du verre obtenu sur un prisme réalisé par nos soins (voir Fig. 1). Le zéro de dispersion calculé se situe autour de $3,15 \mu\text{m}$. La fibre est pompée par un laser fibré dopé thulium. Cette source émet des pulses nanosecondes centrés sur 1995 nm avec 2 nm de largeur à mi-hauteur. De manière à améliorer le couplage, un tronçon de quelques centimètres de fibre silice à grande ouverture numérique est intercalé entre la source et la FOM. En sortie, la FOM est couplée à une fibre multimode de $100 \mu\text{m}$ de diamètre reliée à un analyseur de spectre sensible jusqu'à 2400 nm . Dans une première expérience, trois sauts Raman ont été obtenus dans un tronçon de fibre microstructurée de $4,4 \text{ m}$ pour une puissance crête de seulement 2 W (Fig. 2(a)). Pour un tronçon de $1,7 \text{ m}$, et une puissance injectée de 11 W , nous avons obtenu un quatrième saut Raman (Fig. 2(b)). Les puissances expérimentales sont déterminées avec une marge d'erreur de 20% du fait des problèmes de couplage. Nous avons modélisé nos expériences avec l'équation de Schrödinger nonlinéaire généralisée en utilisant la méthode RK4IP [8], les propriétés linéaires de la fibre ayant été déterminées par notre méthode des éléments finis. Pour décrire la réponse Raman de notre verre, nous sommes partis des paramètres fournis par Ung et Skorobogatiy [9] que nous avons optimisés pour reproduire aux mieux l'ensemble de nos résultats expérimentaux et pas uniquement ceux de la figure 2. Les simulations décrivent bien l'appari-



(a) Section transverse de la fibre à cœur suspendu en $\text{As}_{38}\text{Se}_{62}$.

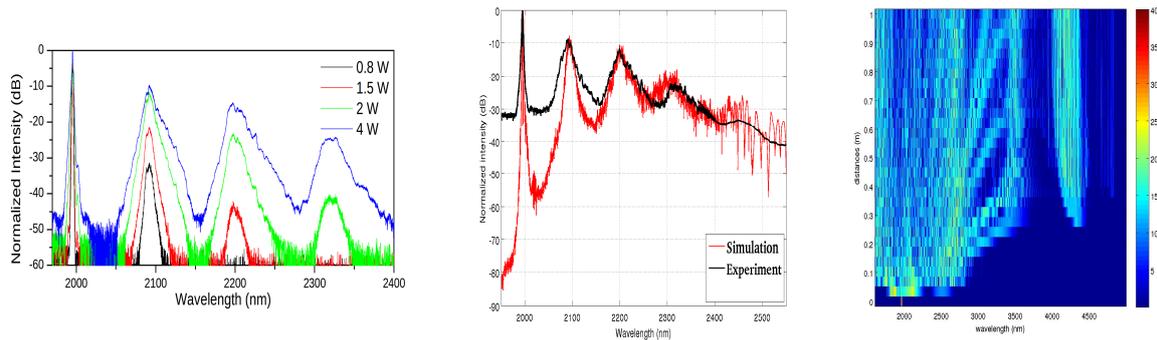
(b) Dispersion chromatique calculée à partir de la section transverse de la fibre (D_{mat} est la dispersion matérielle).

FIGURE 1 : Fibre à cœur suspendu en $\text{As}_{38}\text{Se}_{62}$. Le diamètre du cœur est de $3,5 \mu\text{m}$.

tion en fonction de la puissance des principaux pics Raman y compris leurs longueurs d'onde centrales. L'écart entre la puissance crête requise par les simulations et celle mesurée pour retrouver le quatrième pic Raman (Fig. 2(b)) peut avoir plusieurs raisons : la réponse Raman pour notre verre n'est pas parfaitement connue et nous l'avons seulement estimée, le profil transverse de la fibre n'est pas constant selon l'axe de la fibre, la forme temporelle du pulse utilisé dans les simulations (sécante hyperbolique) n'est qu'une approximation du pulse réel. Néanmoins, comparé à d'autres études sur les sauts Raman dans les verres de haut indice, nos comparaisons sont qualitativement et quantitativement très correctes car nos résultats ne concernent pas un unique saut mais plusieurs (3 et même 4). Nous sommes donc en mesure d'utiliser nos outils de simulations pour prédire les spectres générés par nos dispositifs expérimentaux.

3. VERS UN SUPERCONTINUUM DANS LA GAMME $3\text{-}5 \mu\text{m}$

Afin de faciliter la génération d'un supercontinuum avec une pompe unique, il est usuel de ramener le premier zéro de dispersion chromatique de la fibre au voisinage de la longueur d'onde de pompe [5]. Ceci est possible en réduisant la taille du cœur à environ $1,05 \mu\text{m}$ (voir Fig. 1). Il faut par ailleurs passer d'une source impulsionnelle nanoseconde à une source picoseconde mais émettant toujours au voisinage de $2 \mu\text{m}$. Cette nouvelle source actuellement disponible à l'ONERA de Palaiseau est décrite dans un autre



(a) Spectres expérimentaux pour $L=4,4m$ (b) Comparaison expérience/ simula- (c) $L_{max}=1m$, $P=40W$ pour une im-
 tion pour un tronçon de $L=1,7m$ pour pulsion de 1 ps centrée sur 1960 nm.
 $P_{experiment}$ de 11W et P_{simul} de 19W.

FIGURE 2 : (a) et (b) sauts Raman dans la fibre à cœur suspendu en $As_{38}Se_{62}$ (cœur de $3,5 \mu m$) pour deux tronçons de longueurs différentes L . La partie du spectre au dessus de 2400 nm est enregistrée avec un détecteur InSb. (c) évolution calculée le long de la fibre microstructurée du spectre pour une fibre ayant un cœur de $1,05 \mu m$. Les P sont les puissances crêtes injectées.

résumé de ces JNOG 2011. Comme on peut le voir sur les simulations présentées en figure 2(c), nous obtenons un supercontinuum pour seulement 40W de puissance crête avec une impulsion picoseconde et cela dès que le tronçon de la fibre dépasse les 40cm de long. La partie du spectre avec un signal très faible est associée au second zéro de dispersion chromatique de la fibre.

CONCLUSION

La combinaison des faibles pertes et des très fortes nonlinéarités des FOMs à cœur suspendu en verre de chalcogénure avec les sources impulsives autour de $2 \mu m$ nous a permis de générer de remarquables effets nonlinéaires au delà de cette longueur d'onde. Les résultats de simulations numériques nous permettent de concevoir dès maintenant des structures qui devraient générer un supercontinuum couvrant la gamme 3-5 μm s avec des puissances crêtes injectées inférieures à 50W comme cela pourra être présenté lors de la conférence.

RÉFÉRENCES

- [1] P. Kaiser, E. A. J. Marcatili, and S. E. Miller, *Bell. Syst. Tech. J.*, vol. 52, p. 265, 1973.
- [2] A. R. Hilton, *Applied Optics*, vol. 5, p. 1877, 1966. J. Troles, L. Brilland, F. Smektala, P. Houizot, F. Désévéday, N. T. Q. Coulombier, T. Chartier, T. N. Nguyen, J. L. Adam, and G. Renversez, *Fiber and Integrated Optics*, vol. 28, p. 11, 2009.
- [3] P. Domachuk, N. A. Wolchover, M. Cronin-Golomb, A. Wang, A. K. George, C. M. B. Cordeiro, J. C. Knight, and F. G. Omenetto, *Opt. Express*, vol. 16, p. 7161, 2008.
- [4] M. El-Amraoui, J. Fatome, J. C. Jules, B. Kibler, G. Gadret, C. Fortier, F. Smektala, I. Skripatchev, C. Polacchini, Y. Messaddeq, J. Troles, L. Brilland, M. Szpulak, and G. Renversez, *Opt. Express*, vol. 18, p. 4547, 2010.
- [5] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, *Review of Modern Physics*, vol. 78, p. 1135, 2006.
- [6] Q. Coulombier, L. Brilland, P. Houizot, T. Chartier, T. N. N'Guyen, F. Smektala, G. Renversez, A. Monteville, D. Méchin, T. Pain, H. Orain, J.-C. Sangleboeuf, and J. Trolès, vol. 18, p. 9107, 2010.
- [7] F. Zolla, G. Renversez, A. Nicolet, B. Kuhlmeiy, S. Guenneau, and D. Felbacq, *Foundations of Photonic Crystal Fibres*. London : Imperial College Press, 2005.
- [8] J. Hult, *J. Lightwave Technol.*, vol. 25, p. 3770, 2007.
- [9] B. Ung and M. Skorobogatiy, *Opt. Express*, vol. 18, p. 8647, 2010.

ÉTUDE THEORIQUE DE LA RESONANCE DANS LE PROCHE INFRAROUGE D'UNE NANO-ANTENNE BOWTIE METALLIQUE

Ali El Eter, Thierry Grosjean, Philippe Boyer, Daniel Charraut & Fadi I. Baida

Institut FEMTO-ST, Université de Franche-Comté, UMR CNRS 6174, Département d'Optique P.M. Duffieux, 16 Route de Gray, 25030 Besançon, France

ali.eleter@femto-st.fr

RÉSUMÉ

L'objectif de ce papier est d'étudier les propriétés optiques de résonance des nano antennes métalliques en forme de nœud papillon (bowtie) en utilisant la méthode numérique (FDTD). La principale caractéristique de ces structures réside dans leur potentiel de confiner la lumière au niveau de la partie centrale (gap). Nous présentons ici une étude théorique par la méthode (FDTD), afin de déterminer la géométrie de la nano antenne papillon afin qu'elle présente une résonance prononcée dans le proche-infra-rouge (fréquences télécoms) accompagnée d'un fort confinement spatial du champ électrique. Un large spectre d'applications est concerné tels que le piégeage optique, l'étude de molécule unique, exaltation d'effets non-linéaires, nanolithographie et stockage de l'information.

MOTS-CLEFS : Nano-antennes ; Confinement ; Modélisation ; FDTD

1. INTRODUCTION

La méthode numérique (FDTD) est utilisée pour étudier le comportement spectral et le mécanisme de la résonance pour une nano antenne papillon. Le but est de déterminer l'interaction de l'onde incidente avec la nano antenne papillon en calculant l'exaltation en champ proche (confinement de la lumière) en fonction des paramètres géométriques de la nano antenne papillon. Le modèle utilisé dans l'étude est schématisé sur la figure 1. La nano antenne papillon est supportée par un substrat ayant un indice de réfraction $n=3.5$ (indice de réfraction du silicium autour de $\lambda=1330\text{nm}$) et elle est entourée d'air d'indice $n=1$. L'antenne est supposée être constituée de deux parties métalliques identiques. Chacune d'elles admet une forme en triangle isocèle dont le côté opposé au gap a une dimension D . Le sommet, au niveau du gap, est pointu et ne présente donc aucun méplat.

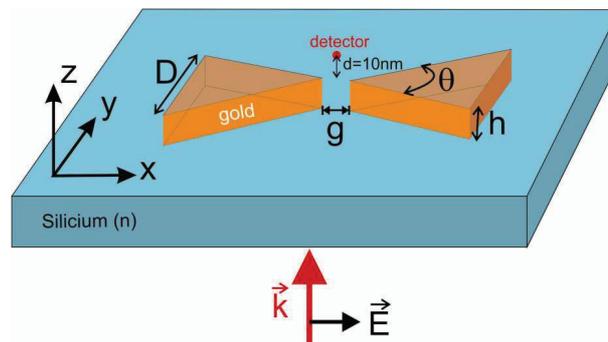


Fig. 1 : Schéma du modèle théorique utilisé dans l'étude numérique de la nano antenne papillon (bowtie)

Un maillage non uniforme a été pratiqué selon l'axe z afin de bien modéliser l'épaisseur fine du métal. La nano antenne papillon est discrétisée avec un pas spatial de 5nm aussi bien dans le plan

(x,y) que selon la direction z tandis que le pas passe à 15nm ailleurs. Un code (FDTD-3D), disponible dans l'équipe a été parallélisé pour effectuer cette lourde étude.

Dans l'algorithme FDTD, la dispersion des métaux peut être facilement prise en compte à condition que celle-ci puisse être exprimée sous forme analytique. En ce qui nous concerne, l'optimisation étant à réaliser pour une longueur d'onde bien déterminée, nous avons adapté un simple modèle de Drude à la fréquence correspondante.

2. EXEMPLE DE SPECTRES DE TRANSMISSION

Une étude complète est effectuée pour étudier la réponse des nano antennes en fonction des paramètres géométriques suivants : Dimension de l'antenne (D), largeur du gap (g), épaisseur de métal (h), l'angle d'ouverture (θ) ainsi que l'indice du substrat (n). Dans ce paragraphe nous présentons également l'influence que peut avoir le gap (g) sur la résonance. La figure 2 montre les courbes obtenues dans le cas où g varie à D fixée=200nm. L'épaisseur est aussi fixée à h=40nm et l'angle à $\theta=90^\circ$.

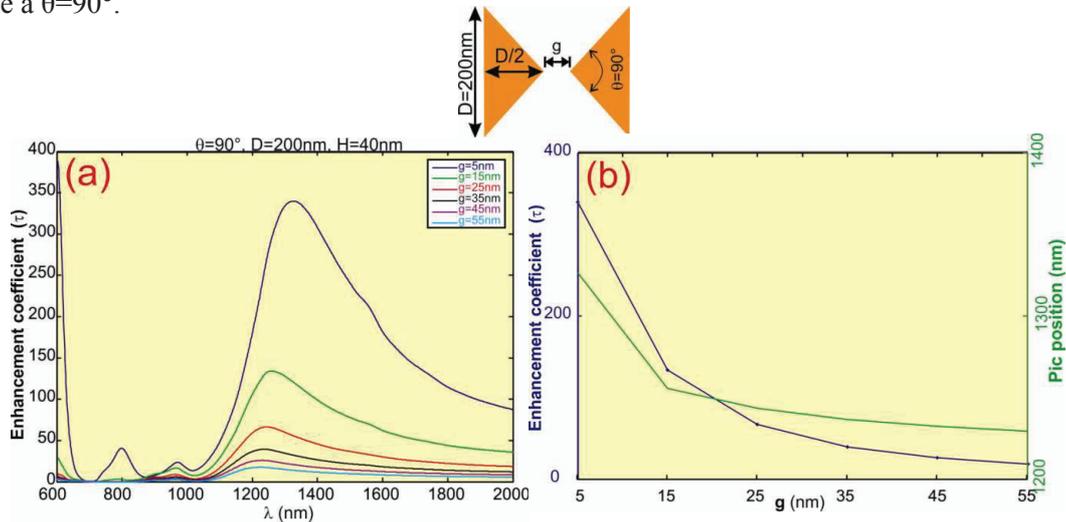


Fig. 2 : Spectres de transmission normalisés en fonction du gap

Nous constatons que l'exaltation du champ électrique au voisinage du gap est d'autant plus importante que g est petit. On peut constater que la dépendance entre le facteur d'exaltation et le gap est quasiment exponentielle (figure.2b). En effet, deux phénomènes entrent en jeu : l'exaltation du champ due à l'effet d'antenne obtenue par la pointe de l'aile papillon et le couplage entre les deux ailes qui va accentuer cette exaltation. Dans nos calculs, la position du détecteur étant fixée au milieu du gap, la distance détecteur-métal varie lorsque la valeur du gap change. Ainsi, pour de grandes valeurs du gap, la dépendance sera exponentielle car due seulement à l'effet de pointe alors que pour les faibles valeurs de g, un couplage entre les deux ailes apparaît et modifie grandement la position de la résonance.

Concernant le facteur de qualité de la nano-antenne, nous ne l'avons pas calculé directement mais sa valeur semble être indépendante de la dimension (D) et du gap (g). Seule l'épaisseur semble affecter ce paramètre. Plus l'épaisseur est faible, plus le facteur de qualité est grand mais la résonance se déplace vers le rouge. Ainsi, si on diminue h, il faudrait se rattraper sur les autres paramètres géométriques afin de retrouver une résonance à 1330nm.

3. VISUALISATION DU MODE DE RESONANCE

A partir des simulations FDTD en régime permanent, il est possible de déterminer la distribution du champ électromagnétique totale (E et/ou H) dans tout l'espace. Nous nous sommes fixés une configuration pour laquelle la résonance apparaît à $\lambda=1320\text{nm}$ ($D=220\text{nm}$, $g=25\text{nm}$, $h=40\text{nm}$, et $\theta=90^\circ$) et nous avons obtenu les distributions de l'intensité électrique totale ($I_E=|E_x|^2+|E_y|^2+|E_z|^2$) et celle magnétique total ($I_M=|H_x|^2+|H_y|^2+|H_z|^2$) présentées sur la figure 3 ci-dessous.

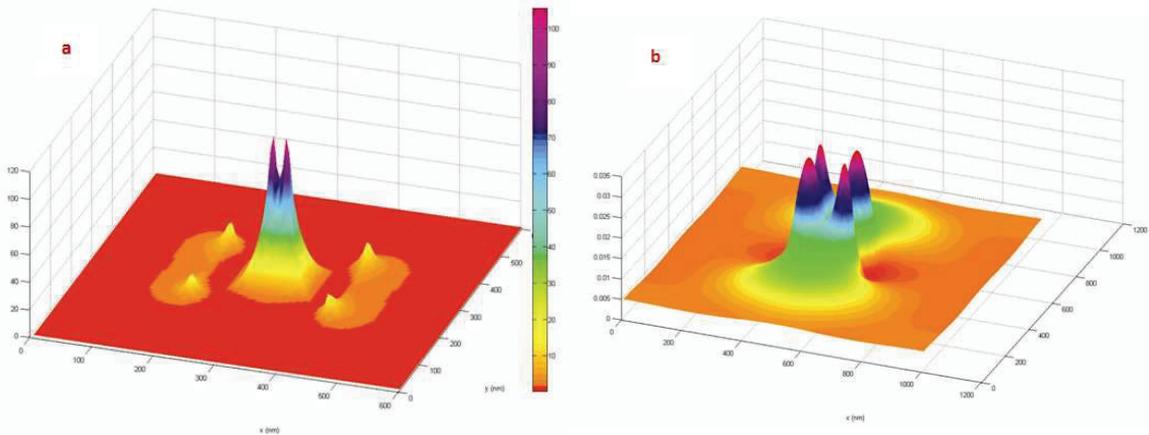


Fig. 3 : Intensités électrique (a) et magnétique (b) dans un plan (x,y) situé à 10nm au dessus du plan supérieur de la nano-antenne. Les trois composantes du champ électrique sont prises en compte. Pour une comparaison avec une image en champ proche (SNOM), il faudrait adapter le calcul de l'intensité à ce qui est mesuré par la sonde (champ électrique ou magnétique transverses).

On constate, comme attendu, qu'une exaltation de l'intensité électrique au niveau du gap correspond à un champ magnétique faible (fig.3a). Ce dernier se trouve exalté au niveau des flans des deux ailes, comme montré sur la figure3b.

CONCLUSION

L'étude complète a permis l'obtention d'une série de résultats qui peuvent servir d'abaques afin de concevoir la géométrie de la nano-antenne à fabriquer en fonction des contraintes technologiques imposées par les procédures utilisées. Par exemple, une nano antenne papillon résonante à $1.33\mu\text{m}$ pourrait avoir une dimension (D) de 220nm , un gap (g) de 25nm , une épaisseur (h) de 40nm , avec une ouverture (θ) de 90° et conduit à une exaltation d'un facteur 75 de l'intensité électrique au niveau du gap. On peut signaler que cette résonance présente un faible facteur de qualité dont la valeur varie grosso modo entre 2.5 et 6 pour les valeurs des paramètres géométriques considérés.

RÉFÉRENCES

- [1] P. B. Johnson and R. W. Christy, "Optical Constants of noble metals" Phys. Rev. B, 6(12): 4370, 1972.
- [2] I. A. Ibrahim, M. Mivelle, T. Grosjean, J. T. Allegre, G. W. Burr and F. I. Baida, "Bowtie-shaped nanoaperture: a modal study" Opt. Lett., 35(14): 2448, 2010.
- [3] H. Fisher and O. J. F. Martin, "Engineering the optical response of plasmonic nanoantennas" Optics Express, 16(12): 9144, 2008.

SOURCES OPTIQUES PICOSECONDES ENTIÈREMENT FIBRÉES CADENCEES A 20 GHz ET 40 GHz

I. El Mansouri¹, J. Fatome¹, S. Pitois¹, C. Finot¹ et M. Lintz²

¹*Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, Université de Bourgogne,
UMR CNRS 5209, 21078 Dijon, France*

²*Laboratoire ARTEMIS, Université Nice Sophia-Antipolis,
UMR OCA/CNRS 6162, 06304 Nice, France*

jfatome@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons des résultats récents portant sur la génération de trains d'impulsions picosecondes cadencés à 20 et 40 GHz dans la bande C des télécommunications optiques. La technique utilisée repose sur la compression non-linéaire au sein d'une fibre optique d'un battement sinusoïdal généré via un modulateur d'intensité. Les propriétés de stabilité des sources ont été améliorées en gérant la dispersion de la ligne de compression et en y insérant un miroir de Faraday. Un signal de haute qualité à 160 Gbit/s a également été généré en codant et en multiplexant temporellement une source d'impulsions à 40 GHz présentant un faible rapport cyclique.

MOTS-CLEFS : *Sources lasers haut-débit, Optique non-linéaire dans les fibres.*

1. INTRODUCTION

Les sources lasers émettant des impulsions ultra-courtes au voisinage de 1550 nm, avec un taux de répétition très élevé (> 10 GHz), sont maintenant largement employées dans de nombreuses applications scientifiques, notamment pour les systèmes de transmission par fibres optiques, pour l'échantillonnage optique ou encore pour le test de composants. La compression non-linéaire d'un battement sinusoïdal se propageant dans une fibre optique, en régime de dispersion anormale, est une technique simple et efficace pour générer de tels trains d'impulsions. Cette technique, basée sur un processus de mélange à quatre ondes multiple, a été employée avec succès afin de générer des trains d'impulsions à des taux de répétition compris entre 20 GHz et 2 THz [1-3]. Dans ces expériences, le signal sinusoïdal initial provenait du battement de deux lasers continus présentant une différence de fréquence égale au taux de répétition souhaité. Le principal atout de cette méthode tout-optique résidait dans la possibilité d'obtenir facilement des taux de répétition supérieurs à plusieurs centaines de GHz, bien au delà donc des limites de l'électronique actuelle. Malheureusement, en raison des fluctuations inévitables de l'écart fréquentiel entre les deux diodes, une gigue temporelle significative était généralement observée en sortie du compresseur. Afin de surmonter ce problème, une solution efficace mais relativement complexe consiste à asservir l'écart en longueur d'onde entre les deux lasers sur une référence RF [4].

Dans ce travail, nous proposons une approche différente basée sur l'utilisation d'une seule diode laser modulée en intensité par un modulateur électro-optique lui-même piloté par une horloge électrique externe. Cette méthode, qui minimise les fluctuations du taux de répétition, nous a alors permis de générer des trains d'impulsions très stables à 20 GHz et à 40 GHz possédant des giges temporelles de l'ordre de 250 fs. Nous montrons également que cette stabilité peut encore être améliorée en gérant la dispersion de la ligne de compression et en introduisant un miroir de Faraday. Finalement, nous présentons la génération d'un signal à 160 Gbit/s par multiplexage temporel optique d'un train d'impulsions à 40 GHz codé et présentant un faible rapport cyclique.

2. MONTAGE EXPERIMENTAL

Le montage expérimental utilisé est représenté sur la figure 1. Une diode laser (ECL) est utilisée pour générer une onde continue à 1555 nm. Un modulateur d'intensité Mach-Zehnder (MI),

alimenté par une horloge externe à 10 GHz (20 GHz) autour de son point de transmission nulle, permet une conversion électro-optique du signal avec un doublement de sa fréquence de sorte à générer un battement sinusoïdal à 20 GHz (40 GHz). Un modulateur de phase (MP), piloté à une fréquence de 100 MHz, est également inséré pour s'affranchir de la rétro-diffusion Brillouin stimulée. Le battement sinusoïdal est alors amplifié par un amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA) avant d'être injecté dans la fibre de compression (7.8 km de SMF pour la source à 20 GHz et 2.1 km de SMF pour la source à 40 GHz). En sortie de fibre, le train d'impulsions est caractérisé par un Analyseur de Spectre Optique (ASO) et par un Oscilloscope à Echantillonnage Optique (OEO).

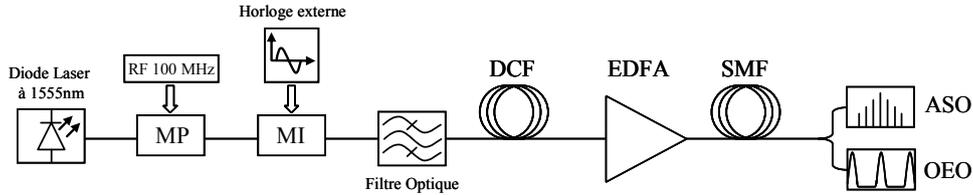


Fig. 1 : Montage expérimental de la ligne de compression non-linéaire d'un battement sinusoïdal.

3. IMPACT DE LA MODULATION DE PHASE ANTI-BRILLOUIN

Dans un premier temps, nous avons étudié expérimentalement l'impact de la modulation de phase anti-Brillouin sur les propriétés temporelles du train d'impulsions. En se basant sur des arguments physiques simples, il est en effet possible de montrer que cette modulation de phase induit une modulation temporelle de la période du train [5]. Plus précisément, nous pouvons montrer que la gigue temporelle résultante est directement proportionnelle à la dispersion cumulée de la ligne de compression, de telle sorte qu'il est possible de la réduire en insérant simplement un segment de fibre à dispersion normale (DCF) dans le montage (Fig. 1).

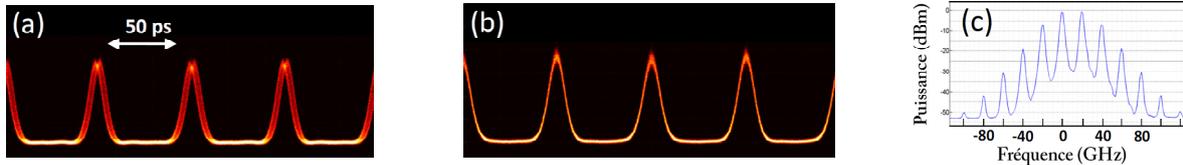


Fig. 2 : Profil temporel du train d'impulsions à 20 GHz en sortie de la ligne de compression, sans (a) et avec (b) DCF. (c) Spectre optique mesuré.

Les figures 2a et 2b représentent le profil temporel du train d'impulsions à 20 GHz à la sortie du compresseur lorsqu'une modulation de phase avec une amplitude de 2.5π rad et une fréquence de 180 MHz est appliquée, en l'absence et en présence d'une fibre DCF. La gigue temporelle, voisine de 3 ps en l'absence de DCF (Fig. 2a), est clairement réduite à 250 fs en gérant la dispersion totale de la ligne de compression (Fig. 2b). Un train d'impulsions quasi-gaussiennes de 11 ps, de bonne qualité, sans piédestaux, est alors obtenu en sortie de fibre. Le spectre optique est également visible sur la figure 2c.

4. REDUCTION DES FLUCTUATIONS DE POLARISATION

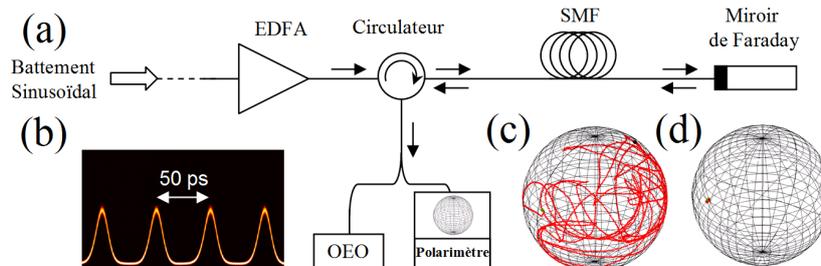


Fig. 3 : (a) Montage expérimental avec miroir de Faraday. (b) Profil temporel à 20 GHz en sortie du circulateur. (c) Sphère de Poincaré obtenue après 7.8 km de SMF. (d) Sphère de Poincaré obtenue par 2×3.9 km de SMF et le miroir de Faraday.

Dans un deuxième temps, nous avons légèrement modifié le montage en divisant par deux la longueur de la fibre de compression et en insérant un miroir de Faraday à son extrémité (Fig. 3a). La compression non-linéaire est désormais obtenue après un aller-retour dans la fibre SMF. Le but de ce nouveau montage est de s'affranchir des inévitables fluctuations de polarisation liées à l'utilisation d'une fibre standard n'étant pas à maintien de polarisation. La figure 3c représente l'évolution de l'état de polarisation du train d'impulsions en sortie du montage classique (comme celui de la Fig. 1) est utilisé. En comparaison, l'utilisation d'une ligne de compression incluant un miroir de Faraday permet d'obtenir une grande stabilité de la polarisation (Fig. 3d).

5. GENERATION D'UN SIGNAL PSEUDO-ALEATOIRE A 160 GBIT/S

Afin de délivrer un signal télécom pseudo-aléatoire (PRBS) Retour-à-Zéro cadencé à 160 Gbit/s, nous avons, dans un premier temps, généré un train d'impulsions à 40 GHz avec un faible rapport cyclique en utilisant une ligne de compression incluant quatre segments de fibres ayant des paramètres de dispersion et de non-linéarité judicieusement choisis [3] (Fig. 4a). La figure 4(b2) illustre la source d'impulsions ainsi obtenue et présentant un rapport cyclique voisin de 1/17 pour une largeur d'impulsions à mi-hauteur de 1.5 ps. Ce train d'impulsions à 40 GHz a ensuite été codé par une séquence aléatoire de $2^{31}-1$ bits avant d'être multiplexé temporellement afin de générer un train PRBS à 160 Gbit/s. Le diagramme de l'œil correspondant est visible sur la figure 4(b3) et souligne les performances de cette méthode.

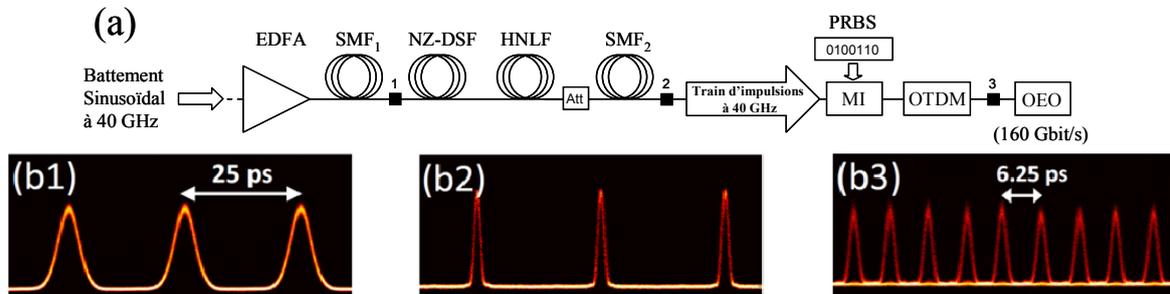


Fig. 4 : (a) Montage expérimental pour générer un train d'impulsions à 40 GHz avec un faible rapport cyclique et codé pour obtenir un signal PRBS à 160 Gbit/s. Les profils temporels enregistrés aux points 1, 2 et 3 sont représentés respectivement par les figures (b1), (b2) et (b3).

CONCLUSION

En conclusion, nous avons démontré dans ce papier qu'il était possible de générer des trains d'impulsions à 20 et 40 GHz en comprimant au sein d'une fibre optique un battement sinusoïdal obtenu via un modulateur d'intensité piloté autour de son point de transmission nulle. La stabilité de la source a été améliorée en compensant la dispersion totale de la ligne et en y insérant un miroir de Faraday. Finalement, un montage à plusieurs fibres nous a permis de générer un train d'impulsions à 40 GHz avec un faible rapport cyclique, puis de le coder et de le multiplexer temporellement pour obtenir un signal pseudo-aléatoire cadencé à 160 Gbit/s.

RÉFÉRENCES

- [1] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot, "20-GHz to 1-THz repetition rate pulse sources based on multiple four wave mixing in optical fibers", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 42, pp. 1038–1046, 2006.
- [2] A. O. J. Wiberg, B. P.-P. Kuo, C.-S. Bres and S. Radic, "High Quality Non-Linearly Compressed Cavity-Less 40 GHz Sub-Picosecond Pulse Source", *ECOC'10*, paper Th.9.C.1, 2010.
- [3] C. Finot, J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot, "All-Fibered High-Quality Low Duty-Cycle 20 GHz and 40 GHz Picosecond Pulse Sources", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 19, pp. 1711-1713, 2007.
- [4] R. Slavik, F. Parmigiani, L. Gruner-Nielsen, D. Jakobsen, S. Herstrom, P. Petropoulos, and D. J. Richardson, "Stable and Efficient Generation of High Repetition Rate (>160 GHz) Subpicosecond Optical Pulses", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 23, pp. 540-542, 2011.
- [5] J. Fatome, S. Pitois, C. Fortier, B. Kibler, C. Finot, G. Millot, C. Courde, M. Lintz, and E. Samain, "Multiple four-wave mixing in optical fibers: 1.5–3.4-THz femtosecond pulse sources and real-time monitoring of a 20-GHz picosecond source", *Opt. Commun.*, vol. 283, pp. 2425-2429, 2010.

FILTRAGE SPECTRAL AGILE DANS L'INFRAROUGE MOYEN À BASE DE RÉSEAUX MÉTALLIQUES SUB-LONGUEUR D'ONDE

Thomas Estruch¹, Sophie Derelle¹, Julien Jaeck¹, Riad Haïdar¹, Jérôme Primot¹

¹ ONERA - The French Aerospace Lab, Fr 91761, Palaiseau, France

thomas.estruch@onera.fr

RÉSUMÉ

Dans le cadre des imageurs infrarouge multispectral, le besoin de filtres accordables en longueur d'onde sur de larges gammes spectrales a émergé. Nous proposons d'exploiter les réseaux métalliques sub-longueur d'onde couplés par des moyens piézoélectriques. Ces structures permettent de contrôler la forme, le pic et le taux de réjection des filtres pour répondre à ce besoin.

MOTS-CLEFS : *Filtrage spectral, Plasmonique, Imagerie multispectrale, Détection optique*

1. INTRODUCTION

En 2008, L'ONERA réalisait une matrice de 11 structures filtrantes à base de réseaux métalliques sub-longueur d'onde. Le système imageur multispectral ainsi réalisé et baptisé VITRAIL [1] permet d'acquérir simultanément un ensemble de 11 images de la même scène avec chacune un contenu spectral différent. La taille des bandes spectrales ainsi analysées est déterminée par les paramètres géométriques des réseaux plasmoniques (période et épaisseur du réseau, largeur de fente). Une approche complémentaire de VITRAIL consiste à utiliser les réseaux métalliques sub-longueur d'onde pour fabriquer une structure agile c'est à dire un filtre dont la longueur d'onde de transmission peut être contrôlée. Cette agilité obtenue par des actionneurs de type piézoélectrique permet d'augmenter la résolution du spectromètre imageur réalisé et ainsi remonter précisément à la signature spectrale d'espèces à analyser (typiquement pour la détection de gaz ou de polluants [2]). Toutes les simulations de cet article ont été réalisées grâce à une méthode modale utilisant les B-splines [3]

2. STRUCTURE À RÉSEAUX SUPERPOSÉS

L'objectif de notre travail est de réaliser une structure filtrante accordable en longueur d'onde via des actionneurs piézoélectriques. Le gabarit du filtre à réaliser doit être ajustable en fonction des besoins tant au niveau de la FWHM (Full Width at Half Maximum) que de sa longueur d'onde centrale. Il devra également dans le cas d'application à la détection de gaz et de polluants avoir un bon rapport de réjection hautes longueurs d'onde. Pour répondre à ce cahier des charges, notre étude s'est portée sur une structure à base de réseaux métalliques sub-longueur d'onde superposés. Ce type de structure a été décrit pour la première fois par Chan et al [4] puis a été repris par Chen and al [5]. La structure est composée de deux réseaux sub-longueur d'onde de période d , de largeur de fente a et d'épaisseur h comme le montre la figure 1a. Les deux réseaux sont séparés par un intervalle longitudinal G et peuvent être décalés latéralement d'une distance L . L'intérêt de cette structure réside dans le fait que sa figure de transmission dépend très fortement de la valeur de l'intervalle G séparant les deux réseaux.

La figure 1b présente les différents spectres obtenus suivant la valeur de G . La courbe pointillée rouge représente le spectre en transmission à travers la structure lorsque $L = G = 0\mu m$. On constate que la figure spectrale obtenue est équivalente à celle d'un réseau métallique simple type VITRAIL de période d , largeur de fente a mais avec une épaisseur $h' = 2h$. Lorsque G augmente ($L = 0\mu m$) on pourrait s'attendre à obtenir un spectre en transmission équivalent au produit des transmissions de deux réseaux métalliques simple de période d , largeur de fente a et épaisseur h comme représenté par la courbe discontinue noire. Or la courbe verte montre que ce n'est pas le cas. On constate l'apparition d'une extinction parfaite de la transmission aux hautes longueurs d'onde lorsque $G \leq d/2$ et dont la

position peut être contrôlée en faisant varier L et G . Cette anomalie hautes longueurs d'onde est différente de l'anomalie de Rayleigh Wood observable pour $\lambda = d$ et provient des interférences multiples entre le mode évanescent (combinaison des ordres diffractés ± 1) et le mode zéro propagatif dans la cavité formée par les deux réseaux. Elle permet d'obtenir une réjection aux hautes longueurs d'onde au moins 20 fois supérieure à la réjection actuelle des structures de type VITRAIL et est un atout non négligeable dans le design de structures filtrantes à gabarit contrôlable. Par opposition, lorsque $G \geq d/2$, la structure se comporte comme un Fabry-Pérot (courbe bleue en traits d'axe) et la position du pic Fabry-Pérot dépend de la longueur de la cavité décrite par G .

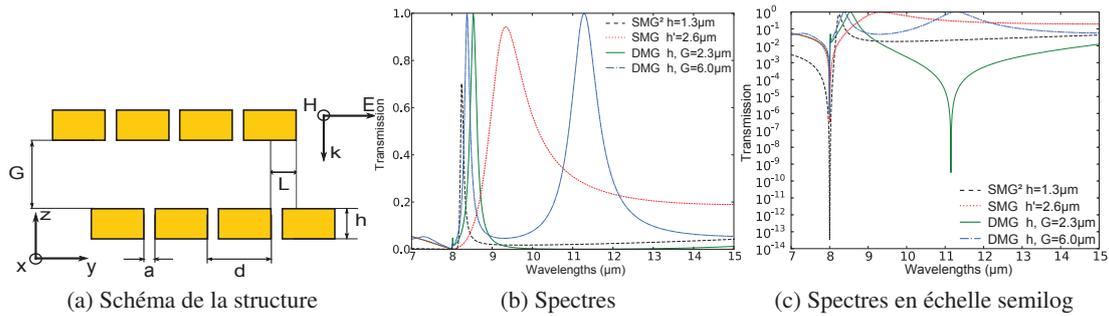


FIGURE 1: 1a. Schéma de la structure en réseaux superposés. La période des réseaux est notée d , la largeur de fente a et l'épaisseur des réseaux h . Les deux réseaux sont décalés de L et séparés d'une distance G . 1b. Spectres en transmission calculés pour différentes géométries. La courbe discontinue noire correspond à la transmission élevée au carré d'un réseau de type VITRAIL avec une épaisseur $h = 1.3\mu\text{m}$. La courbe pointillée rouge représente la transmission d'une structure à réseaux superposés d'épaisseur $h = 1.3\mu\text{m}$ avec $G = L = 0\mu\text{m}$. La courbe verte correspond au spectre d'une structure à réseaux superposés pour $G = 2.3\mu\text{m} \leq d/2$ et d'épaisseur $h = 1.3\mu\text{m}$. Enfin la courbe en traits d'axe bleue correspond à la transmission d'une structure à réseaux superposés d'épaisseur $h = 1.3\mu\text{m}$ et avec $G = 6.0\mu\text{m} \geq d/2$. Le spectre obtenu présente deux résonances. La première proche de $\lambda = d$ est similaire à celles décrites précédemment. La deuxième résonance est de type Fabry-Pérot et résulte de la cavité formée par la superposition des deux réseaux. 1c. Les spectres de la figure 1b sont représentés en échelle semi logarithmique. La courbe verte met en évidence l'extinction de transmission aux hautes longueurs d'onde responsable de l'amélioration de la réjection du filtre.

CONCLUSION

Les simulations réalisées montrent que l'architecture en réseaux superposés constitue un filtre infrarouge à très fort potentiel applicatif. En effet, le gabarit du filtre et sa position spectrale peuvent être modifiés en temps réel par l'action d'actionneurs piézoélectriques ce qui permet d'adapter le filtre à la bande spectrale à mesurer. Un modèle analytique permettant d'expliquer et prédire la position de l'anomalie hautes longueurs d'onde a été développé (article en cours de rédaction). La structure filtrante mise en association avec un détecteur infrarouge permet de réaliser un spectromètre imageur compact et de résolution adaptable en fonction de la scène à observer. Une réalisation expérimentale est également à l'étude et permettrait d'explorer en détails les propriétés inédites que cette structure fait apparaître.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Collin, G. Vincent, R. Haïdar, N. Bardou, S. Rommeluère, and J.-L. Pelouard, "Nearly perfect fano transmission resonances through nanoslits drilled in a metallic membrane," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, no. 2, p. 027401, Jan 2010.
- [2] R. Haïdar, G. Vincent, S. Collin, N. Bardou, N. Guérineau, J. Deschamps, and J. Pelouard, "Free-standing subwavelength metallic gratings for snapshot multispectral imaging," *Applied Physics Letters*, vol. 96, p. 221104, 2010.

- [3] P. Bouchon, F. Pardo, R. Haïdar, and J. Pelouard, "Fast modal method for subwavelength gratings based on B-spline formulation," *JOSA A*, vol. 27, no. 4, pp. 696–702, 2010.
- [4] H. B. Chan, Z. Marcet, K. Woo, D. B. Tanner, D. W. Carr, J. E. Bower, R. A. Cirelli, E. Ferry, F. Klemens, J. Miner, C. S. Pai, and J. A. Taylor, "Optical transmission through double-layer metallic subwavelength slit arrays," *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 4, pp. 516–518, Feb 2006. [Online]. Available : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-31-4-516>
- [5] C. Cheng, J. Chen, D.-J. Shi, Q.-Y. Wu, F.-F. Ren, J. Xu, Y.-X. Fan, J. Ding, and H.-T. Wang, "Physical mechanism of extraordinary electromagnetic transmission in dual-metallic grating structures," *Phys. Rev. B*, vol. 78, no. 7, p. 075406, Aug 2008.

VERROUILLAGE ACTIF DES MODES LONGITUDINAUX D'UN LASER A FIBRE A L'AIDE D'UN MICRO-MIROIR DEFORMABLE

Marc Fabert*, Agnès Desfarges-Berthelemot, Vincent Kermène, Pierre Blondy, Aurelian Crunteanu

Institut de recherche Xlim, Université de Limoges, UMR CNRS 6172, 87060 Limoges cedex, France

marc.fabert@xlim.fr

RÉSUMÉ

Cet article présente ce qui est, à notre connaissance, la première démonstration de la synchronisation des modes longitudinaux d'une cavité laser à l'aide d'un micro-miroir déformable. Ce dernier est intégré dans la cavité afin de jouer le double rôle de modulateur et de miroir de fond de cavité. La source réalisée génère des impulsions de durée 1 ns pour 20 nJ d'énergie par impulsion à 5 MHz.

MOTS-CLEFS : *laser à fibre ; MOEMS ; verrouillage des modes longitudinaux.*

1. INTRODUCTION

De nos jours, les composants de type MOEMS (Micro- Opto- Electro- Mechanical System) sont développés pour un nombre sans cesse grandissant d'applications. On les retrouve ainsi dans des domaines allant des télécommunications [1], l'affichage et la projection d'images [2], ou encore l'optique adaptative [3] et les sources lasers [4]. Ces divers champs d'applications tirent profit des nombreux avantages des MOEMS, que sont leur achromaticité et leur insensibilité à la polarisation, une consommation quasi nulle, et surtout un faible coût de fabrication et un fort potentiel d'intégration dus aux techniques de fabrication de masse issues de la microélectronique. De plus, grâce à la maîtrise actuelle de ces procédés, les fréquences de fonctionnement maximales accessibles avec ces composants sont constamment repoussées, pouvant atteindre aujourd'hui plusieurs mégahertz [5]. Ainsi, elles dépassent désormais le domaine des fréquences correspondant au régime de fonctionnement déclenché des sources lasers (de quelques kilohertz à quelques centaines de kilohertz) pour se rapprocher du domaine du verrouillage des modes longitudinaux [6]. En effet, le régime à synchronisation des modes longitudinaux (ou régime mode-lock) impose une fréquence de modulation dont la valeur est précisément l'inverse du temps de parcours de la cavité ($f = c/n.L$, c étant la vitesse de la lumière dans le vide, n l'indice de réfraction et L la longueur de la cavité). Les cavités lasers fibrées imposent donc des fréquences de modulation comprises en général entre quelques mégahertz et quelques dizaines de mégahertz. Ainsi, en atteignant des fréquences de fonctionnement à l'échelle du mégahertz, les composants MOEMS se présentent comme de nouveaux candidats pour l'obtention du régime mode-lock dans les sources lasers, particulièrement pour les systèmes fibrés. Nous présentons ici la première démonstration, à notre connaissance, de l'obtention d'un régime mode-lock à l'aide d'un micro-miroir déformable.

2. MICRO-MIROIRS DEFORMABLES

Les micro-miroirs utilisés ici sont des composants rapides du même type que ceux présentés auparavant pour le déclenchement de sources lasers [7]. Il s'agit de poutres métalliques hautement réfléchissantes (tri-couches : Ti/Au/Ti ; épaisseur totale : 0,5 μm) suspendues par deux côtés opposés à une hauteur d'environ 1,2 μm , au-dessus d'un substrat de silicium (Si) recouvert d'une couche de dioxyde de silicium (SiO_2) (fig. 1). Cette structure est mieux adaptée à la modulation hautes fréquences que le profil de type cantilever car elle impose une constante de raideur supérieure à la poutre, conduisant à des fréquences de résonance supérieures. Ainsi, lorsqu'on applique une différence de potentiel entre l'électrode supérieure (membrane) et la face arrière du substrat, il apparaît une force électrostatique qui attire la membrane vers le substrat (état bas). Ici,

on s'assure que le niveau de tension appliqué soit supérieur à la tension d'actionnement V_p nécessaire pour amener les deux électrodes en contact (typiquement entre 60 et 80V). Puis, lorsque l'on fait chuter cette tension en deçà de V_p , la poutre retourne à sa position de repos (état haut) grâce à la force de rappel.

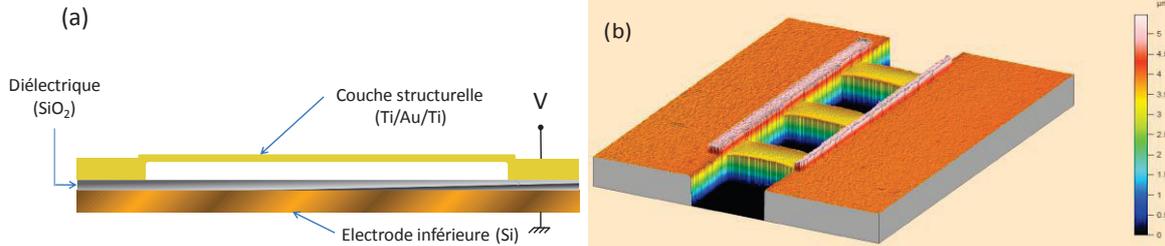


Fig. 1. (a) Profil d'un micro-miroir métallique de type pont et (b) visualisation 3D de 3 membranes obtenue à partir de mesures interférométriques ($100 \times 50 \mu\text{m}^2$).

Le profil de sollicitation choisi est un signal carré bipolaire faisant ainsi osciller le composant entre les états haut et bas et conduisant à la modulation du faisceau incident. A sa position de repos le faisceau incident est réfléchi dans la même direction alors qu'à l'état bas il est dévié avec un angle minimal de déviation de l'ordre de 10 degrés (selon les dimensions du composant). Afin d'exploiter au maximum la modulation de ces composants, il est nécessaire de diriger le faisceau vers les zones pour lesquelles la discrimination est la plus forte, c'est-à-dire près des ancrages. Ils oscillent de quelques hertz à plusieurs centaines de kilohertz sur leur mode fondamental de vibration, c'est-à-dire avec un seul nœud de vibration au centre de la poutre. Comme expliqué auparavant, pour engendrer le régime à synchronisation des modes longitudinaux dans une source laser, la fréquence du modulateur doit être en accord avec l'intervalle spectral libre de la cavité. Cela signifie que les modulateurs présentés ici doivent être actionnés au-delà de leur fréquence de résonance fondamentale et osciller sur des modes de vibration d'ordres supérieurs.

3. DISPOSITIF LASER EXPERIMENTAL

Le dispositif laser expérimental est celui de la figure 2. Il comprend un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) intégré dans une configuration en anneau. Un circulateur C permet de diriger la lumière provenant de l'amplificateur vers un tronçon en ligne qui est constitué d'un coupleur de sortie (50/50), d'un dispositif d'imagerie et du composant MOEMS. Les distances focales du système d'imagerie ($L_1 = 6,2 \text{ mm}$ et $L_2 = 8 \text{ mm}$) permettent d'ajuster la taille du faisceau sur la surface de la membrane.

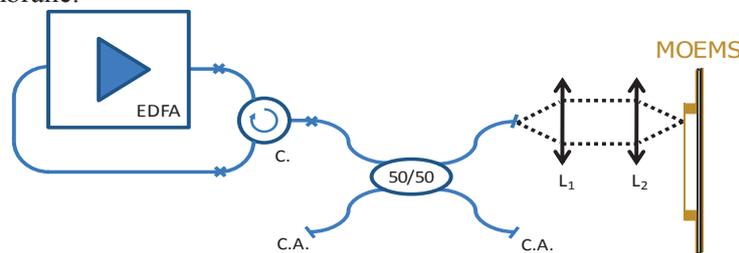


Fig. 2. Dispositif laser expérimental pour la démonstration de la synchronisation des modes longitudinaux par un micro-miroir déformable. C.: circulateur; C.A.: clive en angle, L_i : lentilles.

Pour atteindre des fréquences de modulation élevées (compatibles avec des longueurs de cavités conventionnelles), nous avons utilisé des composants de petites dimensions ($75 \times 50 \mu\text{m}^2$) dont la fréquence de résonance fondamentale est de l'ordre de 200 kHz. Il a ainsi été possible de moduler efficacement une cavité de 60 m de longueur à près de 5 MHz, conduisant à l'apparition d'impulsions de durée 1 ns et d'un léger élargissement du spectre optique (fig. 3). L'énergie par impulsion est alors de 20 nJ pour une puissance extraite de 100 mW. Bien que cette durée d'impulsion puisse être considérée comme longue pour le régime à modes synchronisés, ce type de

cavité longue contient un grand nombre de modes longitudinaux à mettre en phase ce qui résulte souvent en l'apparition d'impulsions plutôt longues [8][9].

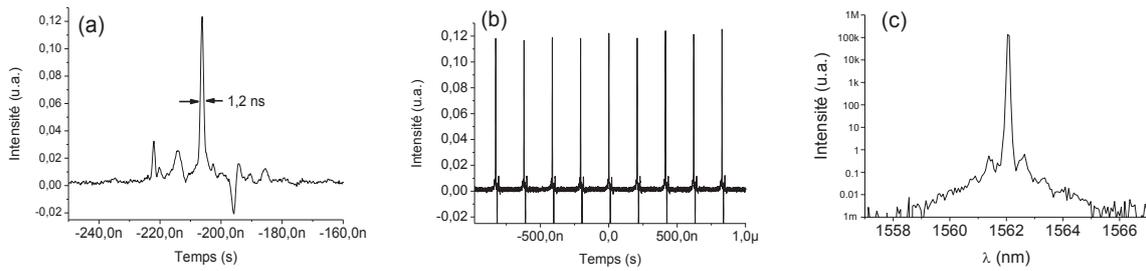


Fig.3. (a) Impulsion et (b) train d'impulsions en régime mode-lock à 4,96 Mhz ; (c) spectre optique correspondant.

CONCLUSION

En conclusion, ces travaux ont montré que les composants MOEMS développés offrent une modulation optique suffisamment efficace même bien au-delà de leur fréquence de résonance fondamentale. Ils peuvent donc être intégrés dans des sources lasers pour l'obtention d'un régime impulsionnel de type verrouillage des modes longitudinaux. A notre connaissance, ces résultats constituent la première démonstration de l'efficacité de modulation de composants MOEMS dans des sources lasers à fibre à des fréquences de plusieurs mégahertz. Il est alors désormais possible d'envisager de verrouiller en phase les modes longitudinaux de cavités lasers plus courtes en adaptant la taille, la forme et les matériaux structuraux des composants MOEMS. La durée des impulsions, quant à elle, devrait être raccourcie en contrôlant notamment la dispersion chromatique totale de la cavité et en réduisant le temps de commutation des modulateurs. Ces nouvelles solutions actives se présentent comme considérablement avantageuses pour les applications nécessitant des sources lasers à fibre impulsionnelles, telles que le traitement de matériaux, les télécommunications ou encore le domaine médical, principalement grâce aux améliorations en termes de coûts de fabrication et de potentiel d'intégration.

REFERENCES

- [1] P. D. Dobbelaere, K. Falta, L. Fan, S. Gloeckner, and S. Patra, "Digital MEMS for Optical Switching," *IEEE Communications Magazine*, Mar., 88 2002.
- [2] R. Hoskinson, B. Stoeber, "High-dynamic range image projection using an auxiliary MEMS mirror array," *Opt. Express*, **16**, 7361, 2008.
- [3] I. W. Jung, Y.-A. Peter, E. Carr, J.-S. Wang, and O. Solgaard, "Single-Crystal-Silicon Continuous Membrane Deformable Mirror Array for Adaptive Optics in Space-Based Telescopes," *IEEE J. of Sel. Topics in Quant. Electronics*, **13**, 162, 2007.
- [4] J. Masson, R. St-Gelais, A. Poulin, and Y.-A. Peter, "Tunable Fiber Laser Using a MEMS-Based in Plane Fabry-Pérot Filter," *IEEE J. of Quant. Electronics*, **46**, 1313, 2010.
- [5] A. Verger, A. Pothier, C. Guines, A. Crunteanu, P. Blondy, J.C. Orlianges, J. Dhennin, A Broue, F. Courtade and O. Vendier, "Sub-hundred nanosecond electrostatic actuated RF MEMS switched capacitors," *J. of Micromechanics and Microeng.*, **20**, 064011, 2010.
- [6] M. Fabert, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, A. Crunteanu, D. Bouyge and P. Blondy, "Ytterbium-doped fibre laser Q-switched by a cantilever-type micro-mirror," *Opt. Exp.*, **16**, 22064, 2008.
- [7] D. Bouyge, A. Crunteanu, D. Sabourdy, P. Blondy, V. Couderc, J. Lhermite, L. Grossard and A. Barthélémy, "Integration of micro-electro-mechanical deformable mirrors in doped fiber amplifiers," *Microsystems Techn.* **13**, 1607, 2006.
- [8] X. Liu, "Pulse evolution without wave breaking in a strongly dissipative-dispersive laser system," *Phys. Rev. A*, **81**, 053819, 2010.
- [9] A. Ivanenko, "Mode-locking in 25-km Fiber Laser", European Conference and exhibition on Optical Communication, Torino, 2010.

EXTENSION D'UN SUPERCONTINUUM INFRAROUGE DANS UNE FIBRE CHALCOGENURE As_2S_3 CŒUR SUSPENDU POMPEE PAR UN GAZ DE SOLITONS

J. Fatome, B. Kibler, M. El-Amraoui, J. C. Jules, G. Gadret, F. Désévéday et F. Smektala

*ICB Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR 5209 CNRS-Université de Bourgogne,
Av. A. Savary, 21078 Dijon, France.*

jfatome@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la génération d'un supercontinuum dans le moyen infrarouge grâce à la combinaison de 2 fibres optiques de différents matériaux. Un supercontinuum est préalablement généré dans une fibre silice hautement non linéaire puis étendu via son injection dans une fibre microstructurée à cœur suspendu en verre de chalcogénure. Les spectres expérimentaux montrent qu'il est possible d'obtenir un supercontinuum sur plus d'une octave et s'étendant au-delà de 2.4 μm .

MOTS-CLEFS : *supercontinuum; infrarouge; fibre optique microstructurée; chalcogénure; optique non linéaire.*

1. INTRODUCTION

Le développement de fibres optiques infrarouges à base de verres de chalcogénures fait l'objet d'une importante activité dans la communauté internationale. Ce type de verres offre en effet plusieurs propriétés intéressantes parmi lesquelles une large fenêtre de transparence aux grandes longueurs d'ondes dans l'infrarouge et un important potentiel non-linéaire [1-5]. Qui plus est, la non linéarité intrinsèquement élevée des verres de chalcogénures [6,7] peut être exacerbée par une microstructuration du guide d'onde et conduire à des dispositifs hautement non linéaires de courtes longueurs à base de fibres optiques microstructurées (FOM) [8-9]. Dans ce travail, nous présentons la génération d'un supercontinuum (SC) sur plus d'une octave s'étendant de 1.2 à plus de 2.4 μm grâce à une combinaison de 2 fibres optiques silice et chalcogénure en régime de pompage nanoseconde autour de 1.53 μm . La première fibre silice est utilisée afin d'initier la génération du SC via la formation d'un gaz de solitons décalé jusqu'à 2 μm par auto-décalage fréquentiel Raman. Un segment de FOM à cœur suspendu en verre de chalcogénure de 50 cm de long est ensuite pompé proche de son zéro de dispersion par ce gaz de solitons qui, continuant son auto-décalage fréquentiel Raman, étend le SC au-delà des limites d'absorption de la silice.

L'intérêt de ce travail est ici de pouvoir utiliser des sources conventionnelles autour de 1.5 μm , bas coût, facilement disponibles, pour pomper la fibre chalcogénure au-delà de son zéro dispersion, sans avoir recours à des sources de pompes décalées en fréquence, généralement coûteuses et beaucoup moins disponibles que les sources à 1.5 μm .

2. ELABORATION DE LA FOM A CŒUR SUSPENDU EN VERRE DE CHALCOGENURE

La fibre microstructurée à cœur suspendu en verre de chalcogénure As_2S_3 utilisée dans cette expérience a été obtenue grâce à un procédé mécanique de préparation de préformes développé par notre équipe. Ce procédé offre l'avantage d'éviter l'excès de pertes généralement observé lors de l'élaboration de préformes en verre à bas point de fusion par empilement de capillaires [10]. Il évite également les traitements thermiques répétés associés aux procédés de coulée [11]. Après purification par distillations des produits de départ, le mélange stoechiométrique est fondu en ampoule de silice scellée sous vide. La trempe du bain conduit à un barreau, qui est recuit au voisinage de la température de transition du verre. Trois trous sont alors usinés dans ce barreau, et la préforme ainsi obtenue est fibrée sur une tour dédiée aux verres à bas point de fusion. Le contrôle des paramètres de fibrage (température, vitesse, pression de gaz dans les trous) permet de maîtriser la géométrie de la fibre microstructurée (fig 1a). Les pertes mesurées par cut-back sont de l'ordre de 0,1 dB/m à 1,55 μm . La réalisation de fibres microstructurées présentant un cœur suspendu entouré de trois trous d'air et relié à la gaine de la fibre par trois ponts de matière de faible épaisseur permet en outre de contrôler la dispersion chromatique du guide d'onde et de décaler sa longueur d'onde de dispersion nulle vers les

courtes longueurs d'ondes [8, 12]. Dans le cas présent, la longueur d'onde de dispersion nulle du verre de base est située vers $5 \mu\text{m}$. La géométrie de la fibre utilisée permet de la ramener aux alentours de $2 \mu\text{m}$ dans une gamme où les fibres silice présentent des pertes qui restent faibles. Le but est alors de pomper la fibre chalcogénure près de sa longueur d'onde de dispersion nulle afin d'exacerber la génération de SC. La figure 1b présente la dispersion chromatique calculée de la fibre utilisée (fig 1a).

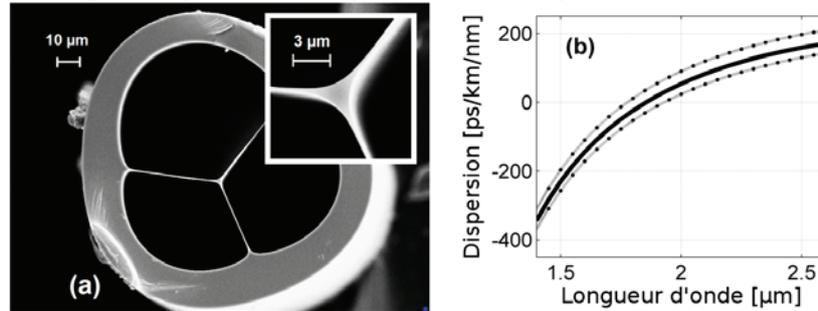


Fig. 1 : (a) Image MEB de la section de la FOM à cœur suspendu en verre de chalcogénure (b) Courbes de dispersion chromatique calculée à partir de l'image MEB. Les pointillés montrent les courbes obtenues avec une tolérance de +/- 10% sur le diamètre de cœur.

3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental est représenté sur la Fig. 2. La formation du SC au-delà de $2.4 \mu\text{m}$ s'effectue en 2 étapes. Un micro-laser Q-switched délivre des impulsions de 3.7 nanosecondes autour d'une longueur d'onde centrale de 1535 nm. Le taux de répétition de la source laser est de 2.7 kHz et la puissance moyenne délivrée est de 19 mW. L'énergie par impulsion est de $7.5 \mu\text{J}$, ce qui correspond à une puissance crête de 2 kW. Le signal est ensuite injecté dans une première fibre silice hautement non linéaire (HNLF) grâce à un objectif de microscope (Obj x20) qui permet de coupler environ 40% de la puissance initiale. Les paramètres de la fibre HNFL à 1550 nm sont une dispersion chromatique $D = 0.6 \text{ ps/km/nm}$, un coefficient non linéaire Kerr $\gamma = 10 \text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$, une dispersion d'ordre trois relativement faible 0.007 ps/km/nm^2 et des pertes optiques linéiques de 0.6 dB/km. Après propagation au sein de la HNFL, le signal est finalement injecté dans un segment de 50 cm de long de FOM à cœur suspendu en verre de chalcogénure. L'injection au sein de la FOM est réalisée grâce à une fibre silice micro-lentillée possédant un waist de $3 \mu\text{m}$ combinée à une soudeuse à fibre optique qui permet un alignement précis pour un couplage de l'énergie de l'ordre de 30 à 40%. Un analyseur de spectre optique (OSA) est utilisé afin de caractériser l'élargissement spectral dans les différents segments de fibre.

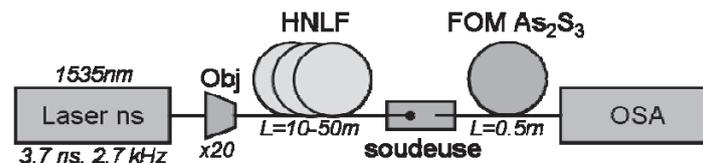


Fig. 2 : Dispositif expérimental.

4. RESULTATS ET DISCUSSION

Le régime de propagation au sein de la fibre HNFL étant en signal quasi-continu, fortement non linéaire et en dispersion anormale, un large supercontinuum se développe dès les premiers mètres de fibre. En effet, dans cette configuration, la génération du SC trouve son origine via l'instabilité modulationnelle (IM) qui rapidement, fait évoluer l'onde quasi-continue initiale en un train d'impulsions ultra-courtes de type soliton [13]. En prenant en compte les paramètres expérimentaux de la HNFL, le maximum de la bande de gain IM a été calculé pour une fréquence de 22.6 THz, ce qui correspond à une période du train d'impulsions de 45 fs et donc à des impulsions de quelques dizaines de femtosecondes. Les solitons ainsi formés possèdent donc une largeur spectrale et une intensité crête bien suffisantes pour subir une diffusion Raman intra-pulse qui engendre un décalage de l'énergie spectrale vers les plus hautes longueurs d'ondes, et donc un élargissement du SC [13]. D'autre part, le phénomène d'IM prenant son origine dans le bruit optique, les solitons se formant au sein de la HNFL possèdent tous une gamme de largeurs spectrales et d'intensités crêtes différentes, ce qui se traduit

ensuite par une large distribution de décalages Raman. Ce phénomène conduit alors à la formation d'un gaz de solitons qui, selon la longueur de fibre utilisée, se décale plus ou moins vers les plus hautes longueurs d'ondes (Fig. 3a) [14]. La longueur de fibre HNLF peut alors être soigneusement choisie de sorte à pomper la FOM chalcogénure proche de son zéro de dispersion. Il est important de noter que le SC généré au sein de la HNLF est alors limité à 2.1 μm par l'absorption de la silice et que la longueur de HNLF ne doit pas être trop importante pour éviter que le gaz de solitons ne se décale trop vers cette limite d'absorption et ne soit alors complètement annihilé.

Le pompage du segment de FOM chalcogénure de 50 cm de long au-delà de son zéro de dispersion par les différents gaz de solitons décrits précédemment conduit au décalage de cette énergie plus loin dans l'infrarouge par diffusion Raman intra-pulse et permet alors d'étendre davantage le SC au-delà de 2.4 μm . (Fig. 3b).

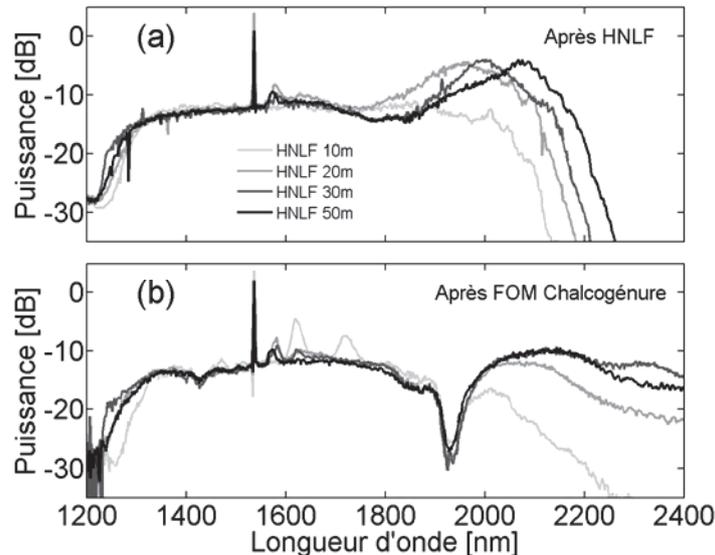


Fig. 3 : Spectres optiques expérimentaux (a) Après propagation dans la fibre silice HNLF (b) Après propagation dans la fibre silice HNLF et FOM cœur suspendu en verre de chalcogénure.

CONCLUSION

Nous avons présenté la génération d'un supercontinuum (SC) sur plus d'une octave et s'étendant de 1.2 à plus de 2.4 μm . Ce SC est obtenu via la génération et l'auto-décalage Raman d'un gaz de solitons respectivement dans une fibre silice hautement non linéaire puis dans une fibre microstructurée à cœur suspendu en verre de chalcogénure. Ces résultats démontrent que la génération de SC au-delà de 2.1 μm (limites d'absorption de la silice) est possible grâce à une concaténation de plusieurs segments de fibres optiques de nature différente.

RÉFÉRENCES

- [1] J.S. Sanghera, I.D. Aggarwal, J. Non-Cryst. Solids **6** 256&257 (1999).
- [2] R. Rangel Rojoa, T. Kosa, E. Hajto, P.J.S. Ewen, A.E. Owen, A.K. Kar, B.S. Weherrett, Opt. Commun. **109** 145 (1994).
- [3] F. Smektala, F. Desevedavy, L. Brilland, P. Houizot, J. Troles, and N. Traynor, Proceedings of SPIE **6588** 658803 (2007).
- [4] J. Troles, F. Smektala, G. Boudebs, A. Monteil, B. Bureau, and J. Lucas, Optical Materials **25**, 231-237 (2004).
- [5] F. Smektala, C. Quemard, V. Couderc, A. Barthelemy, Journal of Non-Crystalline Solids **274**, 232-237 (2000)
- [6] X. Feng, A. K. Mairaj, D. W. Hewak, T. M. Monro, J. of Lightwave Technol. **23**, 2046-54 (2005).
- [7] N.L. Boling, A.J. Glass, A. Owyong, IEEE J. Quantum Electron. **14** (8), 601-8 (1978).
- [8] M. El-Amraoui, J. Fatome, J. C. Jules, B. Kibler, G. Gadret, C. Fortier, F. Smektala, I. Skripatchev, C.F. Polacchini, Y. Messaddeq, J. Troles, L. Brilland, M. Szpulak, G. Renversez, Optics Express **18** (5) 4547-56 (2010).
- [9] J.S Sanghera, I.D. Aggarwal, L.B. Shaw, C.M. Florea, P. Pureza, V.Q. Nguyen, F. Kung, Journal of Optoelectronics and Advanced Materials **8**, 2148-55 (2006).
- [10] L. Brilland, J. Troles, P. Houizot, F. Desevedavy, Q. Coulombier, G. Renversez, T. Chartier, T. N. Nguyen, J. L. Adam, N. Traynor, J Ceram Soc Jpn **116** 1024-7 (2008).
- [11] Q. Coulombier, L. Brilland, P. Houizot, T. Chartier, T. N. NGuyen, F. Smektala, G Renversez, A. Monteville, D. Méchin, T. Pain, H. Orain, J.C. Sangleboeuf, J. Trolès, Optics Express **18** (9) 9107-12 (2010).
- [12] M. Szpulak, S. Février, IEEE Phot. Technol. Lett. **21** (13) 884-6 (2009).
- [13] J. M. Dudley and J. R. Taylor, *Supercontinuum generation in optical fiber*, (Cambridge University Press, 2010).
- [14] J. C. Travers, Optics Express **17**, 1502-1507 (2009).

FILTRES À RÉSEAUX RÉSONNANTS: PERFORMANCES EXPÉRIMENTALES ET INFLUENCE DES IMPERFECTIONS

**Anne-Laure Fehrembach¹, Fabien Lemarchand¹, Anne Sentenac¹, Olga Boyko², Anne Talneau²,
Philippe Arguel³, Sophie Bonnefont³, Kristel Chan-Shin-Yu³, Olivier Gauthier-Lafaye³, Stéphan
Hernandez³, Françoise Lozes-Dupuy³, Antoine Monmayrant³**

¹ *Institut Fresnel, CNRS, Aix-Marseille Université, Ecole Centrale Marseille, Campus de St-Jérôme,
13013 Marseille, France*

² *LPN, CNRS, 91460 Marcoussis, France*

³ *CNRS, LAAS, 7 avenue du colonel Roche, F-31077 Toulouse, France - Université de Toulouse ; UPS,
INSA, INP, ISAE ; LAAS ; F-31077 Toulouse, France*

anne-laure.fehrembach@fresnel.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la synthèse d'un travail mêlant modélisation, fabrication (par lithographie électronique) et caractérisation, dont le but est d'analyser l'impact des imperfections sur les performances des filtres à réseaux résonnants.

MOTS-CLEFS : *réseaux, résonance, lithographie électronique, défauts de fabrication*

1. INTRODUCTION

Les réseaux résonnants sont des structures simples, composées d'un empilement de couches diélectriques jouant le rôle de guide d'onde planaire, et d'un réseau sub-longueur d'onde. Le réseau permet l'excitation, pour une onde incidente donnée, d'un mode de la structure. Il en résulte un pic de résonance dans le spectre en réflexion (ou transmission) de la structure. Le pic peut en théorie être infiniment fin, et atteindre facilement des facteurs de qualité supérieurs à 4000 expérimentalement [1]. Les réseaux résonnants sont donc aujourd'hui vus comme une nouvelle génération de filtres, particulièrement prometteurs pour le filtrage ultra-sélectif en longueur d'onde. Nous avons mené depuis quelques années un travail théorique et expérimental visant à cerner les potentialités des filtres à réseaux résonnants [2, 3, 4, 5, 6, 7]. Nous présentons ici une synthèse de ce travail, des performances brutes des filtres fabriqués, jusqu'à l'analyse des défauts de fabrication.

2. CONFIGURATIONS ÉTUDIÉES ET PERFORMANCES OBTENUES

Nous avons exploré différentes configurations, géométries et matériaux pour le réseau :

- échantillon A : réseau à maille carrée, gravé dans du SiO₂, fonctionnant en incidence normale
- échantillon B : réseau à maille carrée, gravé dans du Ta₂O₅, fonctionnant en incidence normale
- échantillon C : réseau à maille carrée, gravé dans du SiO₂, fonctionnant en incidence oblique
- échantillon D : réseau à maille hexagonale, gravé dans du SiO₂, fonctionnant en incidence normale
- échantillon E : réseau à maille hexagonale, gravé dans du SiO₂, fonctionnant en incidence oblique

D'un point de vue théorique, ces filtres ont des bandes passantes comprises entre 0,1 nm et 0,4 nm, et sont centrés soit à 1550 nm, soit à 850 nm. Les empilements diélectriques sont des anti-reflets, la réflexion à la résonance atteint 100%, et la transmission 0%. Les tolérances angulaires sont comparables à la divergence du faisceau incident utilisé pour la caractérisation, sauf pour l'échantillon B, présentant une tolérance angulaire deux fois supérieure. Tous les échantillons ont été fabriqués par lithographie électronique dans les centrales de technologie du CNRS du LAAS et du LPN. Le filtre le plus étroit mesuré possède une bande passante de 0,28 nm à 1550 nm (échantillon B) (voir Fig.1). Cependant, toutes les performances mesurées sont dégradées par rapport à la théorie : les largeurs spectrales sont au minimum doublées par rapport à

la théorie (sauf pour l'échantillon B). A la résonance, la réflexion est en générale nettement inférieure à 100%, et la transmission non nulle. Pire, on mesure une perte d'énergie de l'ordre de 20%. Des caractérisations complémentaires nous ont permis de distinguer trois classes de défauts de fabrication, et d'estimer leur influence sur les performances des filtres.

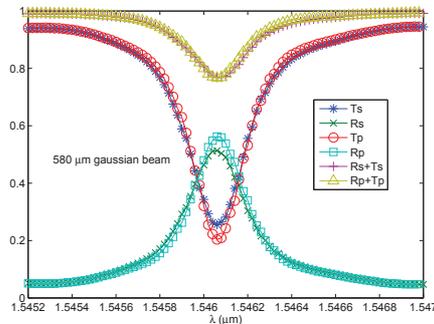


FIGURE 1 : Spectres en réflexion en polarisation s (R_s) et p (R_p) et en transmission (respectivement T_s et T_p), et bilan d'énergie (respectivement R_s+R_p et T_s+T_p) (échantillon B).

3. RACCORDS DE CHAMPS

Les composants sont des pavés gravés de 1 ou 3 mm de côté, qui sont fabriqués par juxtaposition de plusieurs champs d'insolation, de quelques centaines de microns de côté. Entre l'insolation de deux champs adjacents, la platine supportant l'échantillon est décalée, sa hauteur est mesurée, et les paramètres de déflexion du faisceau électronique re-calibrés. Ces manoeuvres conduisent à des défauts de raccord de champs, créant un réseau parasite de pas égal à la largeur d'un champ. Nous avons observé les pics de diffraction dûs à ce réseau sur certains échantillons. Grâce à la fabrication et la mesure d'échantillons présentant des raccords de champs intentionnels de taille croissante, nous avons montré que des erreurs de raccord de champs inférieures à 100nm n'avaient quasiment pas de conséquences sur les performances des filtres (bande passante et minimum de transmission). Cet ordre de grandeur est accessible par une calibration soignée des paramètres de déflexion du faisceau d'électrons.

4. DISPERSION DE LA GÉOMÉTRIE DES MOTIFS

De la taille des champs (et donc de leur nombre) dépend le pas (la résolution) d'écriture. Par exemple, un champ de 160 μm conduira à une résolution de 1,25 nm au mieux, et un champ de 320 μm à une résolution de 5 nm. Or, plus le pas d'écriture est grand, plus les erreurs aléatoires sur la taille et la forme des trous seront importantes. La caractérisation d'échantillons fabriqués avec des résolutions croissantes nous a permis de démontrer que, même pour le pas d'écriture le plus petit (1,25 nm), les erreurs aléatoires sur la géométrie des trous élargissaient la bande passante.

5. DÉRIVE DES PARAMÈTRES

En plus des variations de géométrie des trous à courte échelle, nos mesures montrent une dérive de certains paramètres sur toute la surface des filtres. Cette dérive se traduit par une variation de la longueur d'onde de centrage du filtre de l'ordre de 1 nm sur des composants de 1 ou 3 mm de côté (voir Fig.2). Cette dérive peut expliquer les dégradations observées sur les performances du filtre. En effet, le faisceau incident forme un spot de 600 μm de diamètre, sous lequel la longueur d'onde de résonance varie. Ceci entraîne un élargissement spectral, une transmission non nulle et une réflexion non unitaire. De plus, une fois excité, le mode voit la structure changer au cours de sa propagation. Une modification trop importante peut entraîner le piégeage du mode guidé à l'intérieure de la structure. Nous avons validé ce scénario en observant, à la résonance, de l'énergie s'échappant pas la tranche d'un échantillon. Enfin, nous avons

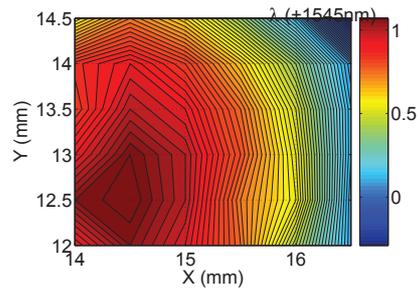


FIGURE 2 : Mesure de la longueur d'onde de résonance à la surface du filtre (échantillon B).

estimé les tolérances expérimentales sur chaque paramètre du réseau et calculé le décalage provoqué sur la longueur d'onde de centrage. Nous concluons que le paramètre le plus critique est la profondeur de gravure.

CONCLUSION

Les résultats expérimentaux obtenus, avec notamment une bande passante de 0,28 nm à 1550 nm, confirment l'intérêt des réseaux résonnants pour le filtrage ultra-sélectif en longueur d'onde. Notre étude a permis de montrer que ces performances étaient limitées essentiellement par le désordre dans la géométrie des trous gravés, et par la dérive d'un ou plusieurs paramètres. Pour améliorer les performances, plusieurs pistes s'offrent, indépendamment des progrès de la lithographie électronique : travailler sur la conception des filtres de manière à augmenter la tolérance angulaire et éclairer le composant avec un faisceau moins large, ou diminuer la sensibilité de la longueur d'onde de résonance aux variations des paramètres, en particulier la profondeur de gravure.

RÉFÉRENCES

- [1] D. Rosenblatt, A. Sharon, A.A. Friesem, "Resonant grating waveguide structures", *I.E.E.E. J. Quant. Elec.*, vol. 33, pp 2038-2059, 1997.
- [2] A.-L. Fehrembach, A. Talneau, O. Boyko, F. Lemarchand, A. Sentenac, "Experimental demonstration of a narrowband, angular tolerant, polarization independent, doubly periodic resonant grating filter", *Opt. Lett.*, vol. 32, pp 2269-2271, 2007.
- [3] S. Hernandez, O. Gauthier-Lafaye, A.-L. Fehrembach, S. Bonnefont, P. Arguel, F. Lozes-Dupuy, A. Sentenac ; "High performance bi-dimensional resonant grating filter at 850nm under high oblique incidence of $\simeq 60^\circ$ ", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, pp 131112-3, 2008.
- [4] O. Boyko, F. Lemarchand, A. Talneau, A.-L. Fehrembach, A. Sentenac, "Experimental demonstration of ultrasharp unpolarized filtering by resonant gratings at oblique incidence", *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 26, pp 676-679, 2009.
- [5] A. Talneau, F. Lemarchand, A.-L. Fehrembach, A. Sentenac, "Impact of electronic lithography irregularities across mm-scale resonant grating filter performances", *Appl. Opt.*, vol. 49, pp 658-662, 2010.
- [6] A.-L. Fehrembach, F. Lemarchand, A. Talneau, A. Sentenac, "High Q polarization independent guided-mode resonance filter with "doubly periodic" etched Ta2O5 bidimensional grating", *J. Light. Tech.*, vol. 28, pp 2037, 2010.
- [7] A.-L. Fehrembach, O. Gauthier-Lafaye, K. Chan Shin Yu, A. Monmayrant, S. Bonnefont, P. Arguel, F. Lozes-Dupuy, A. Sentenac, "Measurement and modeling of 2D Hexagonal Resonant Grating Filters Performances", *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 27, pp 1535, 2010.

SIMULATION STATISTIQUE DES PROPRIETES DE COHERENCE D'UN LASER A FIBRE ET DE SES MANIFESTATIONS NON-LINEAIRES EN OPTIQUE GUIDEE

**Arnaud Fernandez^{1,2}, Patrick Beure d'Augères^{1,2}, Stéphane Balac^{1,2}, Frédéric Ginovart^{1,2},
Thierry Chartier^{1,2}, Alain Mugnier³, David Pureur³**

¹ *Université européenne de Bretagne, 5 Boulevard Laënnec, 35000 Rennes, France*

² *CNRS Foton (UMR 6082), Enssat / Université de Rennes 1, 22305 Lannion cedex, France*

³ *QUANTEL, 4 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France*

arnaud.fernandez@enssat.fr

RÉSUMÉ

Le présent travail concerne les lasers à fibre impulsionnels de puissance de type MOPFA (oscillateur maître suivi d'un amplificateur à fibre). Il vise dans un premier temps à exposer expérimentalement les différents spectres obtenus en fonction des caractéristiques spectrales et de cohérence de l'oscillateur laser maître. Selon le choix et les paramètres de l'oscillateur (configuration Q-switch, source d'émission spontanée amplifiée, laser continu partiellement cohérent), la nature des non-linéarités observées (effet Kerr, mélange à quatre ondes, effet Raman) diffère clairement. Partant de l'hypothèse que les propriétés du laser en termes de cohérence jouent un rôle prépondérant dans la manifestation des non-linéarités, nous avons proposé une méthode innovante de simulation numérique des propriétés statistiques d'un laser modélisé sous forme d'un processus aléatoire généré par la méthode numérique à implantation circulaire.

MOTS-CLEFS : *laser MOPFA ; non-linéarité ; incohérence ; processus aléatoire ; méthode numérique à implantation circulaire.*

1. INTRODUCTION ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

Par une technique expérimentale de mesure spectrale résolue en temps, nous avons analysé l'évolution spectrale de trois sources laser impulsionnelles générées à 1064 nm à un taux de répétition de 20 kHz, puis amplifiées. Quel que soit le choix de la source, le profil initial de l'impulsion est quasi-similaire (≈ 100 ns de largeur temporelle). Par l'observation de "tranches temporelles" d'impulsions de 10 ns de durée, obtenues grâce à un modulateur acousto-optique placé en sortie de l'amplificateur, il est possible de caractériser l'évolution des effets non-linéaires intervenant dans un laser à fibre impulsionnel et de discriminer les effets non-linéaires associés à chaque tranche de l'impulsion. Cette méthode expérimentale est présentée dans la référence [1] et les résultats sont interprétables si la durée de la découpe temporelle est bien plus grande que le temps de cohérence du laser (ce qui est le cas ici).

La première source testée est un oscillateur déclenché, injecté dans un amplificateur légèrement multimode. On constate, sur le spectre de la Fig. 1a, que l'effet Kerr apparaît en premier en fonction de la puissance générée, l'effet Raman apparaissant pour des puissances crêtes plus importantes. Des pics caractéristiques du mélange à quatre ondes partiellement dégénéré sont observés bien que le régime de dispersion soit normal. Ces pics correspondent à un couplage non-linéaire entre les différents modes de propagation transverses de la fibre.

Dans la seconde configuration étudiée, l'oscillateur est un laser à fibre continu (cavité linéaire à réseaux de Bragg) modulé en intensité en sortie de la cavité. Le spectre du laser est constitué de plusieurs centaines de modes longitudinaux contenus dans une enveloppe spectrale de 0.25 nm à mi-hauteur.

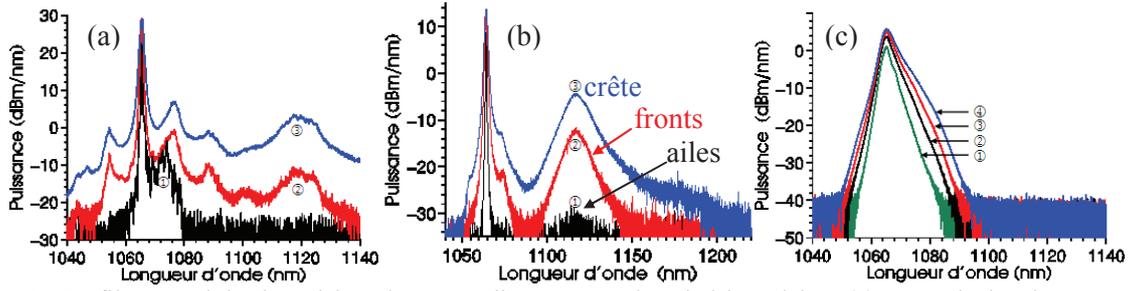


Fig. 1 : Profil spectral des impulsions lasers en diverses tranches de l'impulsion. (a) Laser déclenché, en sortie d'une fibre amplificatrice multimode dopée à l'ytterbium, (b) laser continu et (c) source d'ASE modulée par un acousto-optique, en sortie d'une fibre amplificatrice monomode dopée à l'ytterbium.

Le faisceau issu de cet oscillateur est injecté dans un amplificateur monomode. On constate que l'effet Kerr et l'effet Raman se manifestent quasi simultanément (Fig. 1b). En outre, l'effet Raman joue un rôle important dans la dégradation de la qualité spectrale avec une partie significative de la puissance (7 % environ) centrée autour de la longueur d'onde de Stokes.

Dans le dernier cas, le laser continu est remplacé par une source d'émission spontanée amplifiée (ASE) également modulée en intensité selon le même procédé que précédemment (forme et largeur temporelle identique) et injectée dans un amplificateur monomode. Cette source génère une puissance crête similaire au cas précédent (de l'ordre de 190 W) et son spectre après découpage spectral est de l'ordre de 1.5 nm à mi-hauteur. Nous observons qu'il n'y a aucun effet Raman présent dans le spectre après amplification (Fig. 1c). Pour des positions successives de la fenêtre de mesure, nous observons uniquement un élargissement spectral dominé par la modulation de phase croisée. Ces deux derniers résultats montrent que, pour une même impulsion (largeur temporelle, puissance crête), on peut avoir des comportements non-linéaires très différents selon qu'il s'agisse d'une source continue, partiellement cohérente et fine spectrale ou incohérente et plus large bande.

Cependant ces observations expérimentales ne permettent pas de discriminer si la statistique des photons est seule responsable des différents scénarios non-linéaires observés, entraînant des modifications spectrales bien distinctes. C'est la raison pour laquelle nous avons jugé utile la simulation numérique des propriétés de cohérence du laser sous forme d'un processus stochastique.

2. SIMULATION NUMERIQUE D'UN LASER SOUS FORME D'UN PROCESSUS ALEATOIRE

Dans cette partie, nous modélisons le faisceau laser émis et sa propagation dans une fibre, sous la forme d'un processus aléatoire (p.a.) complexe stationnaire gaussien. Pour ce faire nous avons retenu l'algorithme de Wood et Chan [2], qui permet de modéliser un p.a. $\mathbf{Y}=(Y_0, \dots, Y_{n-1})$ gaussien réel d'espérance nulle et de fonction de covariance $\gamma(t)$ définie positive. La matrice de covariance \mathbf{G} est une matrice symétrique de Toeplitz de dimension $n \times n$. Comme \mathbf{G} est une matrice définie positive il est possible de procéder à sa décomposition de Cholesky afin de générer un p.a. de loi normale $\mathcal{N}(0, \mathbf{G})$. Pour des p.a. de grande taille ($n > 2^8$) une décomposition de Cholesky fiable est possible en transformant \mathbf{G} sous forme d'une matrice circulante \mathbf{C} de dimension $m \times m$ de sorte que $m \geq 2(n-1)$. On écrit \mathbf{C} sous la forme $\mathbf{C}=\mathbf{Q}\mathbf{\Lambda}\mathbf{Q}^*$ où $\mathbf{\Lambda}=\text{diag}(\lambda_0, \dots, \lambda_{m-1})$

$$\text{avec } \lambda_k = \sum_{j=0}^{m-1} C_j e^{-i2\pi \frac{jk}{m}} \quad \forall k \in \{0, \dots, m-1\} \quad (1)$$

$$\text{et } \mathbf{Q} = (q_{jk})_{j,k \in \{0, \dots, m-1\}} \quad \text{où } q_{jk} = \frac{1}{\sqrt{m}} e^{-i2\pi \frac{jk}{m}} \quad (2)$$

La décomposition de Cholesky de \mathbf{C} permet alors de générer le p.a. \mathbf{Y} sous la forme $\mathbf{Y}=\mathbf{Q}\mathbf{\Lambda}^{1/2}\mathbf{Q}^*\mathbf{Z}$ avec $\mathbf{Z}=(Z_0, \dots, Z_{m-1})$ de loi $\mathcal{N}(0, \mathbf{Id})$ où les variables aléatoires Z_i sont mutuellement indépendantes. Notons qu'à la différence de \mathbf{G} , la décomposition de Cholesky d'une matrice circulante est toujours possible. En ayant astucieusement recours à la transformée de Fourier discrète dans les équations

(1) et (2), la génération d'un p.a. \mathbf{Y} pourra être rapide. Cette méthode permet ainsi de simuler numériquement une source optique, quel que soit son degré de cohérence.

Par l'emploi de cet algorithme, des résultats préliminaires intéressants sont présentés. Nous modélisons ici la forme spectrale de deux signaux continus d'une puissance moyenne de 100 W générés par un p.a. complexe où seul diffère la largeur à mi-hauteur de la fonction d'autocorrélation. La fonction d'autocorrélation choisie est une exponentielle décroissante symétrique. La durée de cohérence (t_c) des p.a. est de 4 ps et 32 ps. La propagation de ces p.a. dans 5 m d'une fibre passive (SMF) est réalisée. Pour ce faire nous avons simulé la résolution de l'équation non-linéaire de Schrödinger généralisée par l'algorithme Runge Kutta 4 Interaction Picture (RK4IP) englobant les effets linéaires dispersifs et les effets non-linéaires de type Kerr et Raman [3].

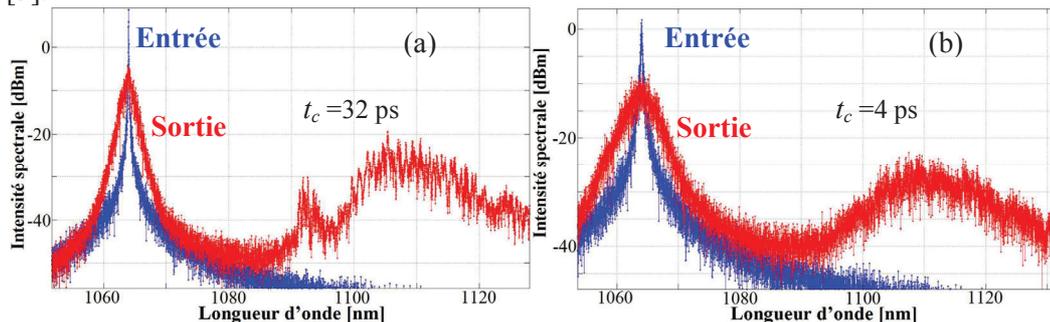


Fig. 2 : Profil spectral moyenné d'un signal laser continu modélisé par une série de 10 processus aléatoires complexes, avant et après propagation dans 5 m de fibre passive (SMF). (a) Le temps de cohérence (t_c) du p.a. est de 32 ps ; (b) $t_c = 4$ ps.

La Fig. 2a montre un transfert d'énergie par effet Raman auto-induit (RIFS) du premier ordre plus élevé d'environ 3 dB que celui observé sur la Fig. 2b. En revanche, l'élargissement spectral par effet Kerr optique est plus important pour un p.a. de $t_c = 4$ ps. En effet, sur la Fig. 2b. le rapport entre les largeurs spectrales à mi-hauteur en entrée et en sortie de la fibre est de 19 contre 15 pour un t_c de 32 ps. Ces résultats soulignent l'importance de la durée de cohérence du laser propagé sur la manifestation des non-linéarités. D'autres résultats portant notamment sur la comparaison théorie / expérience entre les spectres issus de sources de cohérence différentes seront présentés.

CONCLUSIONS

Nous avons présenté des résultats à la fois expérimentaux et théoriques montrant l'importance de prendre en compte les paramètres de cohérence de la source initiale pour interpréter convenablement sa propagation non-linéaire dans une fibre optique. Cette analyse repose sur une description stochastique de la source optique initiale et sur une approche originale de la méthode numérique à implantation circulaire utilisée. En comparaison aux techniques existantes cette méthode tire son efficacité et sa rapidité de l'utilisation de transformées de Fourier discrètes qui nous permettront la génération de p.a. complexes de taille très élevée (supérieure à 2^{23} échantillons) obéissant à une fonction de covariance désirée.

REFERENCES

- [1] P. Beure D'Augères et al., "Time-resolved spectral analysis for nonlinear effects characterization in pulsed lasers," SPIE Photonics Europe 2010 (Bruxelles, Belgique), [7728-27], 2010.
- [2] A.T.A. Wood, G. Chan, "Simulation of Stationary Gaussian Process in $[0,1]^d$," J. Comput. Graph. Stat., vol. 3, pp. 409–432, 1994.
- [3] Johan Hult, "A Fourth-Order Runge–Kutta in the Interaction Picture Method for Simulating Supercontinuum Generation in Optical Fibers," J. of Lightwave Technol., vol. 25, n°12, 2007.

EXCITATION PAR COUPLAGE EVANESCENT DE PLASMONS DE SURFACE LOCALISES SUR GUIDE SOI

Mickael Février, Abdelhanin Aassime, Philippe Gogol, Alexandre Bondi, Robert Megy, Pierre Beauvillain, Cécile Delacour, Alexei Tchelnokov, Jean-Michel Lourtioz, et Béatrice Dagens

*(1)Institut d'Electronique Fondamentale CNRS UMR 8622, Université Paris-sud XI
Centre d'Orsay, Bâtiment 220, 91405 Orsay cedex, France*

(2)CEA-LETI, MINATEC, DOPT 17 rue des martyrs 38054 Grenoble cedex 9, France

mickael.fevrier@ief.u-psud.fr

RÉSUMÉ

Nous montrons théoriquement et expérimentalement l'excitation par couplage évanescent de plasmons de surface localisés dans des chaînes de nanoparticules métalliques positionnées sur un guide SOI, dans la gamme 1,2-1,6 μm . Nous mettons en particulier en évidence que les chaînes se comportent alors comme des guides d'onde.

MOTS-CLEFS : *plasmonique ; nanoparticule ; SOI ; optique guidée ; photonique sur silicium.*

INTRODUCTION

La plasmonique, en plein essor depuis plusieurs années, s'est insérée dans de nombreux domaines d'application comme les antennes, les cellules photovoltaïques ou les biocapteurs. Les propriétés exploitées sont généralement la concentration de l'énergie électromagnétique [1,2] et la sensibilité des résonances plasmoniques localisées au milieu environnant. La plupart des résultats de la littérature reposent sur des modes d'excitation des plasmons de surface localisés par onde non guidée. Or les structures plasmoniques peuvent contribuer à réduire des dispositifs en onde guidée à des dimensions sub-longueur d'onde. Ils constituent également un moyen de relier le monde microscopique des guides d'onde optiques à celui des nano-dispositifs optiques ou électroniques. Les pertes induites par les résonances plasmoniques pouvant être rédhibitoires, il est préférable d'utiliser les de surface de manière rationnée et bien ciblée. Cela nécessite de les exciter efficacement, sur des courtes distances et sans induire de réflexion. L'originalité de notre approche est de coupler des guides d'onde SOI (Silicium-On-Insulator) à des résonateurs à plasmons de surface localisés dont la résonance se produit dans la gamme spectrale de transmission des guides SOI, à savoir 1,2-1,6 μm . Les résonateurs sont des chaînes de nanoparticules d'or suffisamment rapprochées pour induire une transmission par champ proche au sein de la chaîne. Ces chaînes sont déposées et centrées sur le guide SOI.

Nous montrons ici qu'il est possible d'exciter la chaîne de nanoparticules d'or par le champ évanescent du mode guidé, et que cette chaîne se comporte alors elle-même comme un guide d'onde. En dehors de sa gamme spectrale de résonance, elle apparaît comme « transparente », n'induisant que peu de pertes supplémentaires dans le guide. L'ensemble des résultats théoriques sont en accord avec les mesures expérimentales. L'article est organisé comme suit : nous présentons d'abord la structure du dispositif et sa fabrication, puis le modèle et les résultats de simulation 3D, et enfin la comparaison théorie-expérience.

1. STRUCTURE ETUDIEE

Les échantillons sont constitués de chaînes d'ellipsoïdes d'or déposées sur des guides en SOI. Les dimensions des axes principal et secondaire de chaque ellipse sont de 220 nm et de 75 nm environ, et permettent une résonance plasmonique dans la gamme 1,2-1,6 μ m. Le plasmon de surface localisé est excité ici par le champ évanescent de l'onde TE du guide SOI, et se produit alors en mode transverse dans la nanoparticule (le champ électrique du dipôle est parallèle au grand axe de chaque ellipse). L'espacement centre à centre des ellipses de \sim 150 nm permet une excitation par champ proche de particule à particule.

Les guides SOI de type ruban non enterrés sont fabriqués au cours d'une première étape (Figure 1). Les nanoparticules sont définies par lithographie électronique et alignées sur chaque guide à l'aide de quatre marques d'alignement. Elles sont réalisées par procédé de lift-off, l'or de 30 nm d'épaisseur étant déposé par évaporation.

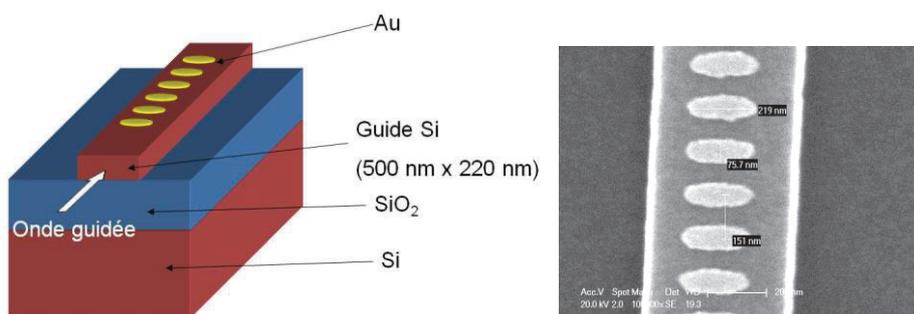


Fig. 1 : schéma (gauche) et image MEB (droite) du dispositif étudié

2. CONCEPTION ET CARACTERISATION DE GUIDES A PLASMONS DE SURFACE LOCALISES SUR SOI

La conception des guides à plasmons de surface localisés a été réalisée à l'aide de simulations FDTD (Finite Difference Time Domain) en 3D. Les résonances plasmoniques étant extrêmement sensibles à leur environnement, les simulations doivent tenir compte au mieux des caractéristiques réelles des dispositifs. Ainsi nous avons introduit dans le modèle FDTD la courbe de dispersion de la constante diélectrique de l'or déposé dans notre centrale de technologie et mesuré par ellipsométrie. Cette courbe obéit à un modèle de Drude ajusté aux données mesurées. De plus nous avons tenu compte de la présence d'une couche d'oxyde natif sur la surface, mesuré au microscope électronique à balayage (MEB) et dont l'épaisseur est de 3 nm.

La simulation consiste à injecter le mode guidé TE dans le guide SOI, et à calculer l'évolution de l'intensité de l'onde le long du dispositif en fonction de la longueur d'onde. La Figure 2 représente en (a) le profil en coupe de l'intensité du champ électrique et en (b) l'évolution de l'intensité au centre du guide (courbe rouge) et au centre de la chaîne (courbe bleue), pour une onde injectée à $\lambda=1475$ nm dans le cas d'un dispositif comprenant une chaîne de 20 nanoparticules. L'intensité injectée est presque totalement transférée dans la chaîne de nanoparticule puis de nouveau réinjectée dans le guide SOI après environ 1 μ m de propagation, et ainsi de suite de manière périodique. Ce comportement est caractéristique d'un système de guides couplés. La chaîne de nanoparticules se comporte comme un guide d'onde dont la constante de propagation est proche de celle du guide SOI, à la longueur d'onde considérée. L'énergie de l'onde est fortement atténuée à chaque oscillation et transmission dans la chaîne du fait des pertes ohmiques. La transmission totale de la chaîne est calculée en fonction de la longueur d'onde (courbe rouge de la Figure 2 (c)) : le comportement oscillatoire de guides couplés est obtenu sur une large bande spectrale autour du minimum de transmission (environ 100 nm), le minimum de transmission à 1475 nm correspondant à un couplage SOI-chaîne considéré comme optimal.

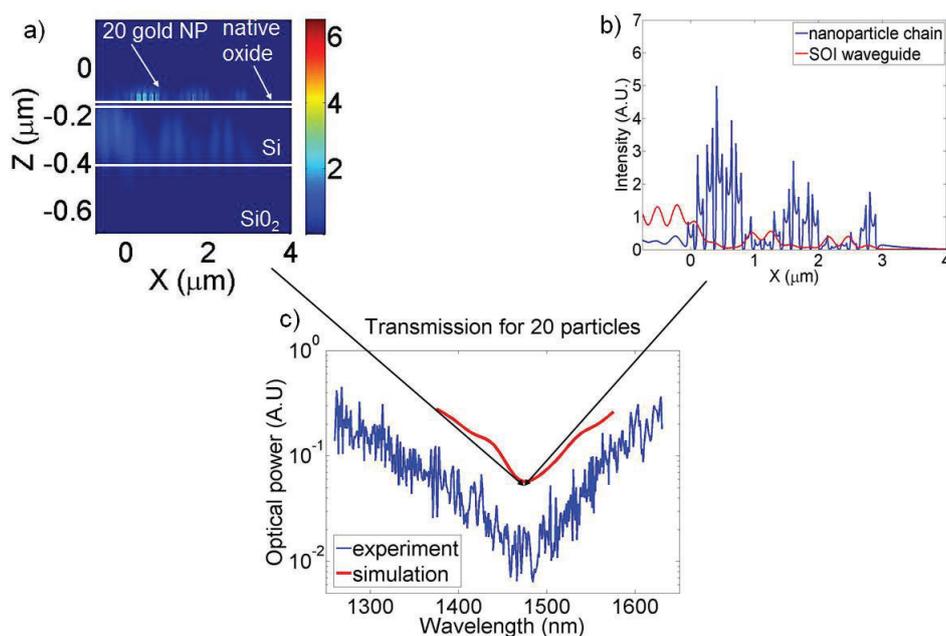


Fig. 2. a) Cartographie de l'intensité du champ électrique calculé à $\lambda = 1475$ nm. b) Intensité du champ électrique calculé à $\lambda = 1475$ nm en fonction de distance de propagation, dans le guide en SOI (courbe rouge) et dans la chaîne de particule (courbe bleu). c) Courbe expérimentale (bleu) et simulée (rouge) de la transmission pour une chaîne de 20 particules.

La courbe expérimentale de transmission est représentée sur la même figure (Fig. 2 (c)), en bleu. L'accord théorie-expérience est remarquable aussi bien du point de vue de l'accord spectral que du fait de l'allure des courbes. Cet accord a été obtenu pour des chaînes de différentes longueurs, de 5 à 50 nanoparticules. Nous disposons donc d'un outil de simulation prédictif, accordé à la technologie développée, pour insérer des guides d'onde plasmoniques très compacts sur SOI.

Les chaînes courtes (5 nanoparticules) se comportent de manière similaire aux chaînes longues, induisant un transfert total de l'énergie du mode guidé vers la chaîne. La chaîne est cependant trop courte pour permettre le re-couplage dans le guide SOI. Une forte excitation des plasmons de surface localisés se produit donc sur une longueur de seulement $1 \mu\text{m}$, ouvrant la perspective de dispositifs fonctionnels très compacts.

CONCLUSION

Nous avons démontré théoriquement et expérimentalement le couplage entre un guide SOI et une chaîne de nanoparticules métalliques, dans la gamme $1,2\text{-}1,6\mu\text{m}$. Dans le cas de chaînes longues une oscillation périodique entre les deux structures montre que la chaîne se comporte comme un guide d'onde, à plasmons de surface localisés. Une chaîne courte permet également un transfert complet de l'énergie électromagnétique dans les plasmons localisés de la chaîne, et peut être également envisagé pour des dispositifs intégrés très compacts.

Ce travail est soutenu par le projet ANR Blanc PLACIDO N°ANR-08-BLAN-0285-01 et par la Région Ile-de-France.

RÉFÉRENCES

- [1] J. R. Krenn, A. Dereux, J. C. Weeber, E. Bourillot, Y. Lacroute, J. P. Goudonnet, G. Schider, W. Gotschy, A. Leitner, F. R. Aussenegg, and C. Girard, "Squeezing the optical near-field zone by plasmon coupling of metallic nanoparticles", *Phys. Rev. Lett.*, 82, 2590 (1999).
- [2] M. L. Brongersma, J. W. Hartman, and H. A. Atwater, "Electromagnetic energy transfer and switching in nanoparticle chain arrays below the diffraction limit", *Phys. Rev. B*, 62, R16356 (2000).

COUPLAGE DE NANOCRISTAUX A DES STRUCTURES PLASMONIQUES AUTO-ASSEMBLEES

Hugo Frederich¹, Fangfang Wen¹, Julien Laverdant¹, Laurent Coolen¹, Catherine Schwob¹, Clémentine Javaux², Benoît Dubertret² et Agnès Maître¹

1. Université Pierre et Marie Curie, Institut des NanoSciences de Paris UMR 7588, 4 place Jussieu, 75005 Paris, France

*2. Laboratoire Photons Et Matière, CNRS UPR5, ESPCI 10 rue Vauquelin, 75231 Paris, France
schwob@insp.jussieu.fr*

RÉSUMÉ

Nous présentons la réalisation d'un cristal plasmonique diélectrique-métal original permettant de rendre radiative l'émission de plasmons de surface. Sa synthèse est basée sur l'utilisation de cristaux photoniques auto-assemblés. Après caractérisation optique du cristal, et étude des modes plasmoniques, des nanocristaux colloïdaux sont déposés à quelques dizaines de nanomètres de la surface et leurs propriétés d'émission sont étudiées. On observe une importante anisotropie de la fluorescence polarisée dans le plan d'incidence. Celle-ci est dépendante de la longueur d'onde de la lumière émise par les nanocristaux et met en évidence une émission assistée par plasmons.

MOTS-CLEFS : *nanocristaux colloïdaux, cristaux photoniques, plasmons de surface*

1. INTRODUCTION

L'exaltation et l'extraction de l'émission de systèmes fluorescents sont des points-clés dans de nombreuses applications allant du développement de diodes luminescentes à l'optique quantique. La cryptographie quantique requiert, par exemple des sources de photons uniques efficaces (dont l'émission est bien contrôlée en direction et en polarisation). Le taux de collection de la lumière est un élément clé pour la qualité d'une source de photons uniques. Le couplage d'un émetteur au mode plasmon d'une surface métallique permet d'accélérer l'émission spontanée et de la rendre plus directive. Nous avons mis précédemment en évidence une augmentation de l'intensité de fluorescence détectée et du taux de déclin dans le cas d'un nanocristal individuel placé à quelques dizaines de nanomètres d'une surface d'or plane [1]. Cependant, la plus grande partie de l'émission étant perdue dans les plasmons de surface non radiatifs, la source de photons uniques pourrait être encore plus efficace en rendant les plasmons radiatifs. Nous avons donc développé et caractérisé un cristal plasmonique, structure hybride constituée d'un cristal photonique recouvert d'une couche métallique. Nous avons tout d'abord démontré un couplage à des modes plasmoniques d'une onde plane incidente sur le cristal. Dans un deuxième temps, des nanocristaux semi-conducteurs placés à une distance faible du cristal voient leur champ proche couplé aux modes plasmoniques. Nous avons démontré que celui était réémis par le cristal plasmonique dans des directions privilégiées en champ lointain.

2. MODES PLASMONS DU CRISTAL PLASMONIQUE

La méthode de fabrication de cristaux plasmoniques présentant une corrugation périodique à 2D à partir de techniques d'auto-assemblage, est la suivante. Nous utilisons des opales de silice pour réaliser le motif à 2D. Il s'agit de cristaux photoniques 3D composés de nano-sphères diélectriques auto-organisées. Une couche d'or optiquement épaisse est évaporée sur l'opale, créant ainsi une surface plasmonique, périodiquement corruguée en un réseau triangulaire. Une image

d'une telle structure est représentée sur la Fig. 1 : un bon ordre cristallin est obtenu sur des distances de l'ordre de 10 μm .

Des expériences de réflectivité spéculaire résolues en angle et en polarisation, permettent de mettre en évidence le couplage de l'onde incidente aux modes plasmoniques du cristal. Des minima de réflectivité dépendant de l'angle d'incidence apparaissent sur le spectre en polarisation p, correspondant aux modes plasmons de surface. La relation de dispersion des ondes plasmoniques dans ce cristal est étudiée expérimentalement et théoriquement.

Ces systèmes sont très versatiles : en effet, la longueur d'onde de couplage aux plasmons peut être ajustée en jouant les paramètres d'évaporation de l'or.

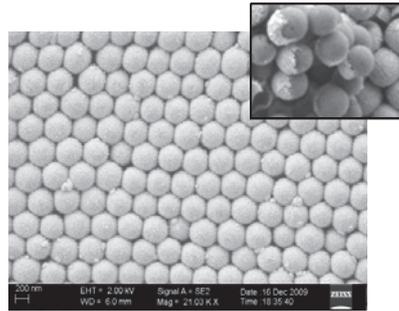


Fig. 1 Image MEB d'une opale recouverte d'or (échelle 200 nm). Le paramètre du réseau est de 400 nm et la profondeur du relief de $100 \pm 20\text{nm}$ (mesures faites par AFM). Insert : visualisation de la couche d'or sur des billes détachées de la structure.

3. CARACTERISATION DE L'EMISSION

Des nanocristaux semi-conducteurs (CdSe/CdS) sont déposés sur le cristal plasmonique. Afin d'éviter l'absorption de leur émission par le métal, une couche de silice de quelques dizaines de nanomètres est pulvérisée sur l'or avant le dépôt des nanocristaux. Ceux-ci sont excités par une diode laser à 405 nm et leur fluorescence est collectée sous différents angles et analysée par un spectromètre.

La Fig. 2 représente le rapport entre l'émission polarisée p et celle polarisée s en fonction de l'angle pour différentes longueurs d'onde d'émission des nanocristaux. Une importante anisotropie en polarisation dépendante de la longueur d'onde est observée sur l'émission. Les positions des maxima correspondent parfaitement à la relation de dispersion des plasmons de surface déterminée précédemment par réflexion spéculaire. Ces résultats expérimentaux mettent en évidence une émission des nanocristaux assistée par les plasmons.

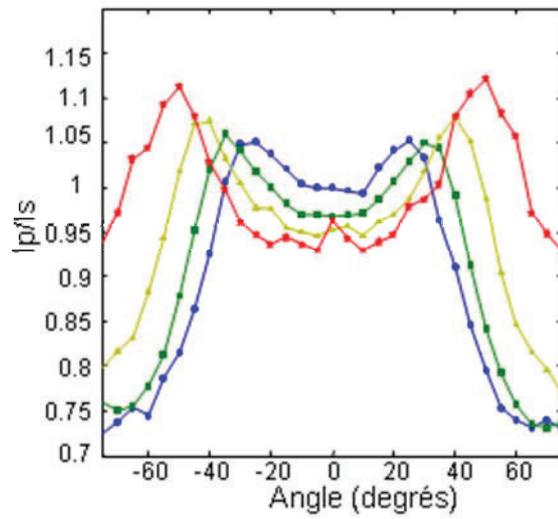


Fig. 2 Rapport entre les intensités polarisée p et s de la lumière émise en fonction de l'angle d'observation pour différentes longueurs d'onde : 600nm (cercles), 620nm (carrés), 640nm (triangles), 660nm (étoiles).

[1] C. Vion *et al.*, Optics Express, Vol 18, p. 7440, 2010

LASER A SEMICONDUCTEUR A CAVITE-EXTERNE COMPACTE MONOFREQUENCE A BAS BRUIT DE FORTE PUISSANCE ACCORDABLE POUR APPLICATIONS PHOTONIQUES

A. Laurain¹, M. Myara¹, J.-P. Perez¹, L. Cerutti¹, A. Michon², G. Beaudoin², I. Sagnes², P. Cermak³, D. Romanini³ and A. Garnache^{1,*}

¹ Institut d'Electronique du Sud, CNRS UMR5214, Université Montpellier 2, France

² Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS UPR20, 91460 Marcoussis, France

³ Laboratoire de Spectrométrie Physique, CNRS UMR5588, 38402 St Martin d'Hères, France

*agarnache@univ-montp2.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons le fonctionnement à forte puissance à haut rendement et bas bruit d'un VCSEL à cavité externe monofréquence compacte. Une haute qualité de faisceau à la limite de diffraction et une large accordabilité sont obtenues. Les lasers fonctionnent en cw à 300K à une longueur d'onde de 1 μ m et 2.3 μ m, basés sur les technologies GaAs et Sb. Le bruit d'intensité et de fréquence sont étudiés. Les paramètres clés limitant la puissance laser et la cohérence sont étudiés. Ce design/propriétés peuvent être étendus à d'autres longueurs d'onde.

MOTS-CLEFS : VCSEL, External-cavity, Single frequency, High power, low noise.

1. INTRODUCTION

La technologie laser est en plein essor et trouve des applications dans des domaines tels que la spectroscopie à haute résolution, les télécoms, la métrologie, ou des sources de haute cohérence accordable sont nécessaires. Les lasers solides de forte puissance monofréquences accordables sont basés sur un filtrage intracavité. Un design plus compacte peut être obtenu en exploitant un VCSEL à cavité étendue dans l'air (VECSEL). Ce type de source offre un fonctionnement à forte puissance¹ en cw à 300K avec un faisceau de faible divergence circulaire. Les composants VECSELS possèdent de nombreux avantages comparés aux lasers solides et aux lasers à semiconducteur monolithiques, tels que une haute qualité de faisceau à la limite de diffraction, une largeur de raie étroite, une large accordabilité continue, une polarisation stable.

Nous présenterons les résultats obtenus avec de telles géométries lasers à base de GaAs et GaSb, émettant dans la gamme 0.9-1.1 μ m et 2-2.7 μ m, fenêtre d'intérêt pour l'analyse de gaz (CH₄, NH₃, CO, HF and H₂O, CO₂...).

2. VECSEL DESIGN

Les structures $\frac{1}{2}$ -VCSEL sont composées d'un miroir de Bragg à haute réflectivité, typiquement 6 QWs et un anti-reflet SiN^{1,2}. Les structures GaAs sont épitaxiées par MOCVD, et par MBE pour celles sur GaSb, et caractérisées. Pour un fonctionnement à forte puissance, les structures sont réalisées en inverse et reportées sur SiC ou Au à forte conductivité thermique, et le substrat est retiré par attaque chimique sélective. Les composants lasers sont formés par le $\frac{1}{2}$ -VCSEL, un gap d'air de 0.1-15mm pour stabiliser un mode longitudinal unique, et un miroir diélectrique du commerce (1% de transmission). Des diodes commerciales de 8W de puissance ou de 200mW monomode émettant à 800nm sont utilisées comme pompage. Tous les composants sont collés dans un prototype compacte (Fig.1).

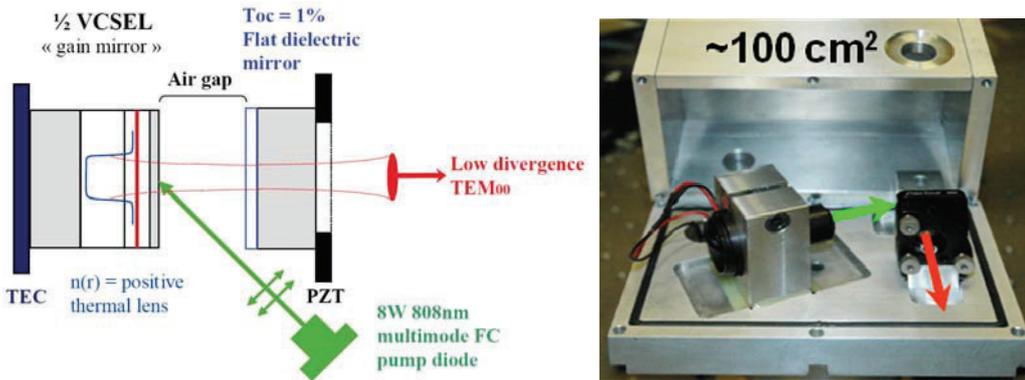


Fig. 1 : High power VECSEL device principle (stabilized by thermal lens, L=5mm) and lab prototype.

3. PROPRIETES PHYSIQUES DU VECSEL

Ces sources à bas bruit fonctionnent en régime monomode transverse et longitudinal à 290K en continue, jusqu'à >2W de puissance de sortie avec gestion de la thermique sur SiC (limitée par la puissance de pompe) à 1 μ m, et >7mW à 2.3 μ m sans gestion de la thermique (Fig.2). La cavité optique externe force la stabilisation d'un faisceau TEM₀₀ à la limite de diffraction (fluctuations rms de phase $\sim \lambda/100$) (Fig.3), et un fonctionnement monofréquence (SMSR=60dB) sans filtre spectrale intracavité. L'émission des VECSELS est polarisée linéairement grâce au dichroïsme de gain des puits quantiques suivant l'axe cristallographique [110]. Une large accordabilité spectrale sans saut de mode >500GHz² est obtenue en translatant le miroir de la cavité courte avec un PZT (Fig.4).

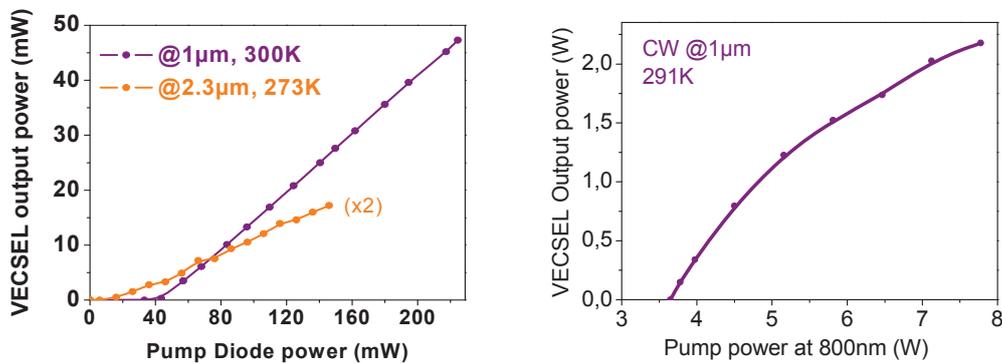


Fig. 2 : Single frequency VECSEL: Continuous wave output power with (left) and without (right) thermal management.

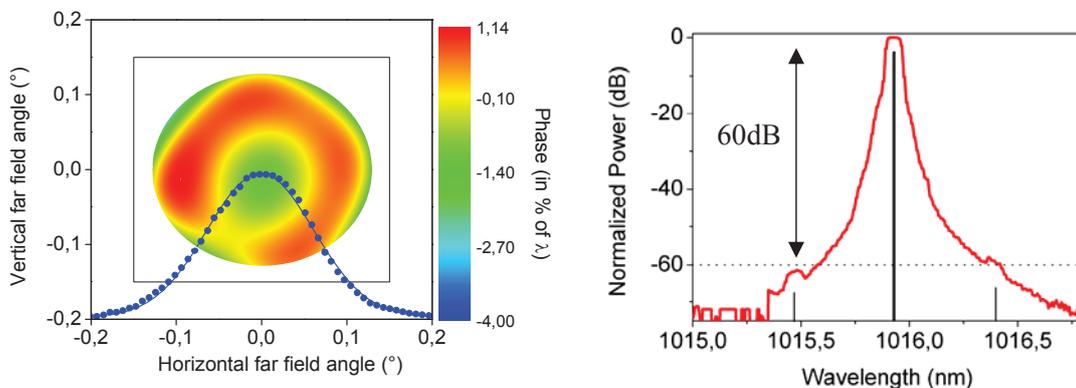


Fig. 3 : TEM₀₀ circular beam profile (left): far field phase/intensity map. Single frequency Spectrum (right)

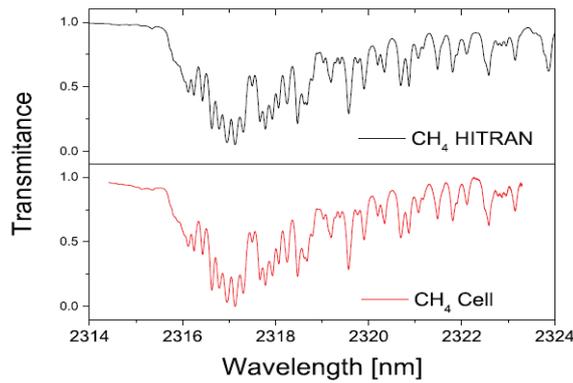


Fig. 4 : 500GHz Continuous frequency tunability

Ces lasers non asservis ont été étudiés en terme de Relative Intensity Noise (RIN) et largeur de raie (bruit de fréquence) démontrant une onde lumineuse de haute cohérence. Grâce à cette approche de cavité externe à fort facteur de Qualité, la dynamique se trouve dans un régime sans oscillation de relaxation, avec une fréquence de coupure basse du laser de 40MHz. La puissance optique émise est ultra-stable - comparé aux lasers à l'état solide conventionnelles - démontrant des fluctuations d'intensité rms <0.1% (Fig.5) dans la plage de fréquence 10Hz-40MHz, et atteint la limite de shot noise au dessus de 40MHz

Nous avons réalisés des mesures de bruit de fréquence avec un interféromètre Fabry-Pérot. En dessous de 1kHz, le bruit de fréquence est limitée par des contributions thermiques/mécaniques et du bruit 1/f. La densité spectrale de bruit de fréquence s'approche de la limite fondamentale de bruit quantique sub-Hz aux hautes fréquences. Nous avons mesuré une largeur de raie Gaussienne de 37kHz (sur 1ms), limitée par les fluctuations thermiques induites par la pompe (Fig.5). Cette valeur de largeur de raie est similaire à ce que l'on obtiendrait en utilisant une technique hétérodyne standard, et se trouve bien en dessous de la limite des lasers à semiconducteur monolithiques conventionnels. Un design de cavité plus longue (cm) permettrait d'atteindre une largeur de raie sub-kHz. Ces sources sont actuellement utilisées dans diverses applications photoniques dont un instrument pour la spectroscopie à haute sensibilité.

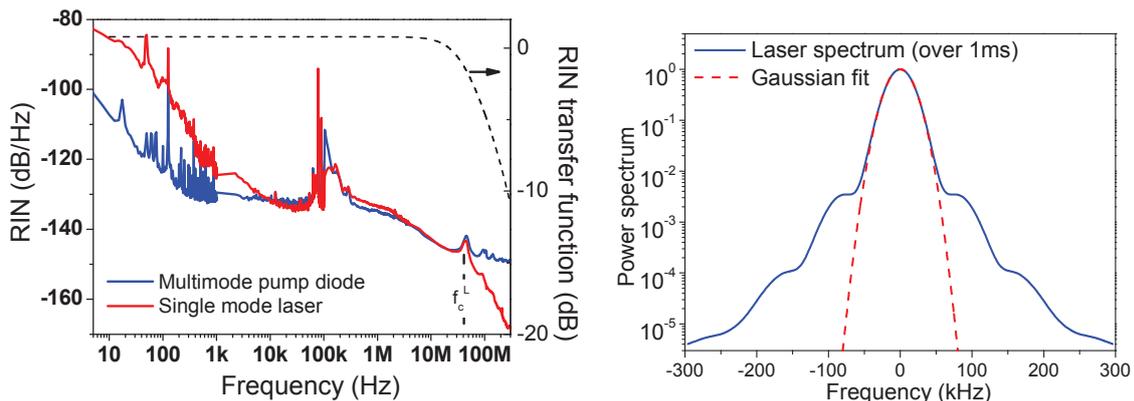


Fig. 5 : High Power VECSEL : Relative Intensity Noise (left) and measured Power spectrum (right)

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] Triki M et al., IEEE Photon. Tech. Lett, vol. 20(2008), p. 1947

CARACTERISATION DE LA REPONSE SPECTRALE D'UNE OLED AU SEIN D'UN CRISTAL PHOTONIQUE : VERS LA DIODE LASER ORGANIQUE

François Gourdon¹, Nathalie Fabre¹, Mahmoud Chakaroun¹, Alexis Fischer¹, Azzedine Boudrioua¹, Jeanne Solard², Alejandro Giacometti³, Sophie Bouchoule³, Edmond Cambril³, Bernard Geffroy⁴

¹ Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS UMR 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse,

² Centrale de Proximité en Nanotechnologies de Paris Nord, IUT Villetaneuse, Université Paris 13

³ Laboratoire de Photonique et Nanostructures-LPN, CNRS UPR -20, Site Alcatel, 91460 Marcoussis,

⁴ CEA-Liten, LPICM, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau

francois.gourdon@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Dans ce travail nous nous intéressons à l'utilisation des propriétés de bande interdite photonique (BIP) des cristaux photoniques bidimensionnels (CP 2D) afin de limiter les pertes latérales et amplifier l'émission spontanée d'une source de type OLED (Organic Light Electroluminescent Diode). L'objectif principal consiste à obtenir la réponse spectrale d'une source active de type OLED au sein du CP à l'aide d'un banc de caractérisation en transmission et en champ lointain. Le but étant d'étudier les propriétés spectrales et la cohérence des OLED dans des configurations de type microcavité et de déterminer les conditions nécessaires pour la diminution du seuil laser. A terme, il est envisagé d'étudier l'effet laser sous pompage électrique dans de telle structure.

MOTS-CLEFS : *cristaux photoniques ; microcavité laser ; OLED ; haut facteur de qualité.*

1. INTRODUCTION

Les lasers à base de composés organiques sont très prometteurs pour leur bas coût, leur simplicité de fabrication et leur large spectre d'émission dans le domaine visible. Dans ce domaine, l'un des challenges consiste à réaliser une diode laser organique pompée électriquement [1]. Ce projet s'inscrit dans l'ANR blanc 090701, nous nous intéresserons à développer l'axe 2 qui représente le confinement latéral de la lumière par un CP 2D [2-3].

Dans ce travail, nous étudions à la fois théoriquement et expérimentalement, des cavités à CP pour générer un mode résonnant situé dans le spectre d'émission d'un système de composés organiques hôte-dopant (Guest-host system) (Alq3 dopé DCM₂ $\lambda=620\text{nm}$, DPVBi dopé Rubrene $\lambda=555\text{nm}$). L'objectif principal consiste à obtenir une amélioration de la cohérence de la source d'émission au travers d'un rétrécissement spectral dans le domaine du visible [4]. L'importance de définir des critères de conception et de caractérisation adaptés à la technologie et aux propriétés des matériaux organiques sera exposée. Un des enjeux est la conception d'une structure photonique dont la bande interdite est plus large que le spectre d'électroluminescence de l'OLED. A terme ce travail permettra la conception et la réalisation d'une source laser organique sous pompage électrique.

2. REALISATION

Une étude approfondie a été menée pour identifier les paramètres optimaux nécessaires pour obtenir la bande interdite photonique et la résonance des micros cavités à CP 2D en accord avec le spectre d'émission d'une OLED à base de DCM₂ ($\lambda=620$). Nos résultats montrent que le CP optimal est un réseau triangulaire de trous d'air gravés dans une couche de nitrure de silicium d'indice $n\sim 1.95$.

Pour la fabrication des CP, nous avons utilisé une couche mince de Si₃N₄ de 350 nm d'épaisseur déposée sur un substrat de silice par PECVD. L'inscription des motifs est réalisée par lithographie électronique sur une résine négative électro-sensible (ma-N) préalablement déposée sur l'échantillon. Une étape de gravure sèche ionique réactive (RIE) permet le transfert du motif dans la couche Si₃N₄.

Une optimisation de la chimie du plasma à base $\text{SF}_6\text{-CHF}_3$ et des puissances appliquées fut nécessaire pour une gravure homogène et anisotrope des trous. Cette optimisation a permis d'obtenir un CP dont la géométrie est conforme avec celle initialement visée (Fig. 1a). En effet, l'observation au MEB de nos échantillons ($a=250/r=75$) permet de mesurer une périodicité de $a = 252 \text{ nm}$ et un diamètre de trous $r=151 \text{ nm}$ avec une profondeur de gravure de $e = 350 \text{ nm}$.

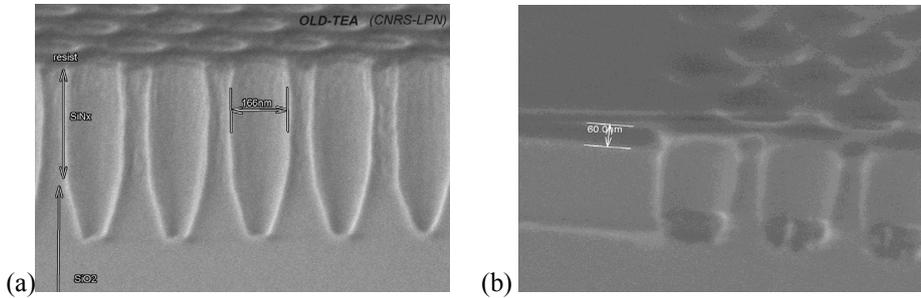


Fig. 1 : Images MEB de CP 2D en vue de coupe (a) et avec dépôt d'organique (b).

Enfin, la fabrication de la structure OLED consiste à déposer une hétérostructure d'organiques sur la cavité à cristal photonique. Le dépôt est réalisé par évaporation sous vide ce qui permet un contrôle précis de l'épaisseur de la multicouche. Une étude préliminaire a été réalisée pour observer l'influence du cristal photonique sur le dépôt. Comme indiqué sur la figure 1b, les résultats montrent que les trous ne se bouchent pas suite au dépôt. On constate aussi que l'homogénéité est compatible avec la technologie des OLEDs ; il est donc envisageable de combiner une structure OLED avec une microcavité à cristaux photoniques afin d'obtenir un effet laser.

3. EXPERIMENTATION

Avant l'étude expérimentale de la réponse spectrale d'une OLED associée à une microcavité, nous nous sommes intéressés à la caractérisation optique des CPs réalisés dans un guide d'onde à base de Si_3N_4 comme l'indique la figure 2. La technique est basée sur la caractérisation en transmission et en champ lointain de structures passives. Pour cela, le banc expérimental réalisé au laboratoire permet de vérifier le recouvrement de la BIP avec le spectre d'émission de la couche organique et de mesurer le spectre d'émission de la cavité. Cette dernière mesure nécessite un montage de précision, la lumière émise perpendiculairement au plan de l'échantillon est collectée avec un objectif de microscope puis couplée dans une fibre à l'aide d'un deuxième objectif de plus faible grossissement afin de réaliser une analyse spatiale et spectrale. Cela dans le but de réaliser une analyse très localisée afin d'obtenir le spectre d'émission de la cavité sans émission parasite et d'étudier le mode résonnant ainsi que le facteur de qualité (Fig. 2b).

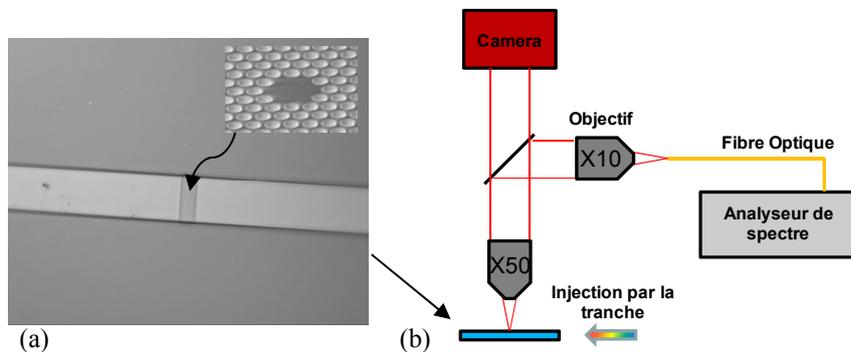


Fig. 2: Principe de la mesure de la réponse spectrale de la cavité CP 2D.
A Gauche : Vu de l'échantillon par la camera.

Les résultats expérimentaux préliminaires de la caractérisation de la BIP et de la résonance de la cavité sont rapportés sur la figure 3. On constate que la BIP mesurée est en excellente accord avec

les prédictions théoriques comme le montre la figure 3. Par ailleurs, cette figure indique l'apparition d'un pic de résonance au centre de la BIP situé à 613 nm avec une largeur à mi-hauteur de 7nm. Ce pic est en parfaite accord avec le spectre d'électroluminescence du matériau organique DCM.

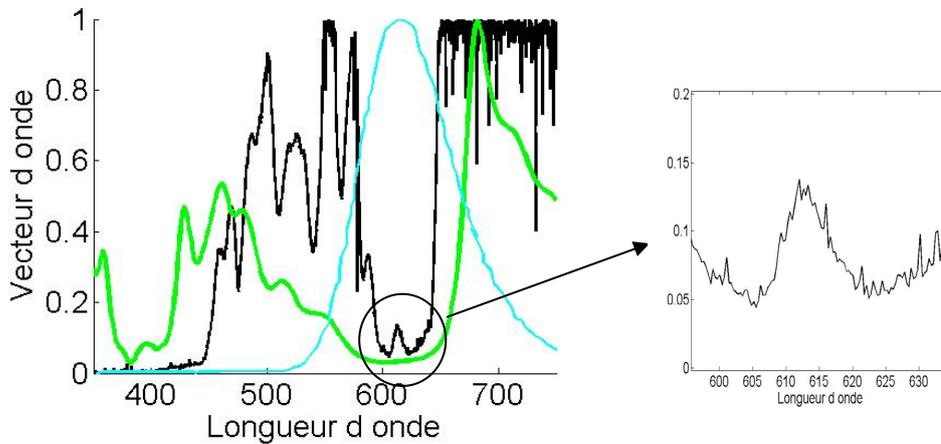


Fig. 3: Réponse de la transmission d'une microcavité à base de CP 2D en Polarisation TE, En Vert : Simulation 3D du Spectre de transmission du CP 2D ($a=250$ et $r=75$) dans le guide de Si_3N_4 . En noir : Mesure expérimentale en sortie de guide. En cyan spectre EL du DCM ($\lambda_{\text{max}}=620\text{nm}$).

A noter que préalablement aux travaux expérimentaux, nous avons réalisé des simulations FDTD 3D [5] pour déterminer la réponse spectrale de nos échantillons et ainsi valider l'étape de conception des CP. Différents types de cavités ont été étudiées en comparant la largeur à mi hauteur de leur résonance. A titre d'exemple, nos simulations 3D d'une cavité type hétéro-structure correspondant à une modification locale dans le réseau donnent un facteur de qualité de 9000.

Une étude plus approfondie de la réponse spectrale et plus particulièrement du facteur de qualité est en cours de réalisation avec comme objectif ultime la caractérisation de la réponse spectrale d'une OLED associée à une microcavité à CP. Les résultats de cette étude seront présentés et discutés.

CONCLUSION

Dans ce travail nous nous sommes intéressés à la caractérisation d'une structure de type CP à microcavité associé à un guide d'onde de Si_3N_4 . Pour la conception de cavités lasers de type défaut dans des cristaux photonique à base de niture de silicium, les simulations FDTD 3D ont permis de déterminer les paramètres optimaux nécessaires pour obtenir un facteur de qualité $Q = 9000$ à la longueur d'onde du matériau organique sélectionné (DCM_2 $\lambda = 620$ nm). Les résultats expérimentaux obtenus, grâce à un banc de caractérisation de cristaux photoniques mis en place au sein du laboratoire, sont en bon accord avec les simulations. L'étude de la réponse spectrale d'une OLED déposés sur un CP sous pompage électrique est en cours.

Ce travail a été réalisé dans le cadre de l'ANR OLD TEA BLAN 2010 090701

RÉFÉRENCES

- [1] M. Chakaroun, Vol. 19, No. 2 / OPTICS EXPRESS 49417, (2011).
- [2] P. R. Villeneuve, Phys. Rev. B 54, 7837 (1996).
- [3] Y. Akahane, Nature 425, 944 (2003).
- [4] I. D. W. Samuel, Nature Photonics 3, 546 - 549 (2009).
- [5] http://www.lumerical.com/fdtd_mode_lumerical_france.php.

CONTROLE DE LA DERIVE DE FREQUENCE DANS LES LASERS DFB A PUIITS QUANTIQUES RETROACTIONNES OPTIQUEMENT

Frédéric Grillot^{1,2}, Jean-Guy Provost³, Khalil Kechaou², Didier Erasme² et Bruno Thedrez²

¹ *Université Européenne de Bretagne, Laboratoire CNRS FOTON, Institut National des Sciences Appliquées, 20 av. des Buttes de Coësmes, 35043 Rennes Cedex, France*

² *Institut TELECOM/Telecom Paristech, CNRS LTCI, 46 rue Barrault, 75634 Paris Cedex, France*

³ *III-V Lab, a joint lab of 'Alcatel-Lucent Bell Labs France', 'Thales Research and Technology' and 'CEA Leti', Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France*

frederic.grillot@insa-rennes.fr

RÉSUMÉ

La dérive de fréquence occasionnée par la modulation du courant d'alimentation d'une diode laser modifie considérablement la dynamique de la structure et les performances en transmission. L'objectif de cet article est de montrer que l'utilisation de diodes lasers rétroactionnées optiquement peut être mis à profit pour contrôler la dérive de fréquence. Les résultats montrent que pour certaines conditions de rétroaction optique, les contributions des effets thermiques et adiabatique sont fortement atténuées.

MOTS-CLEFS : *diodes lasers ; rétroaction optique ; dérive de fréquence ; modulation*

1. INTRODUCTION

La réponse du laser à la modulation de son courant d'alimentation engendre à la fois une modulation d'amplitude (AM) et une modulation de fréquence (FM). Ainsi, la détermination des caractéristiques de la composante FM induite par la modulation du courant d'injection dans la cavité laser permet de remonter à la dérive de fréquence (« chirp ») [1]. L'objectif de cette contribution est de montrer que le chirp peut être manipulé en utilisant des diodes lasers rétroactionnées optiquement. Ces résultats préliminaires obtenus sur des structures à contre-réaction distribuée (DFB) à puits quantiques montrent que sous certaines conditions, le rapport FM/AM caractérisant le chirp du laser reste en moyenne quasi-constant et égal à 33 MHz/mW sur une gamme de fréquence comprise entre 30 kHz et 130 MHz au lieu de 0,54 GHz/mW pour le laser solitaire. Le contrôle du chirp peut ainsi être envisagé via l'utilisation d'une rétroaction optique judicieuse afin d'améliorer les performances des futurs systèmes de télécommunications optiques.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

La synoptique générale du banc utilisé pour ces mesures est représentée schématiquement sur la figure 1(a). Le but est de déterminer les caractéristiques de la modulation FM induite par la modulation du courant d'injection dans la cavité laser. Le signal de sortie est directement envoyé sur un interféromètre accordable de Mach-Zehnder (MZ). Une description plus détaillée du protocole expérimental a récemment été rapportée dans la référence [2]. L'implémentation de la rétroaction optique dans le montage de la figure 1(a) est réalisée à partir du dispositif représenté sur la figure 2(b). La puissance optique du laser est injectée dans un coupleur optique à l'aide d'une fibre lentillée. La rétroaction optique est créée à l'aide d'une fibre traitée haute réflectivité. Le taux de retour optique est contrôlé par un atténuateur variable et sa valeur est déterminée en mesurant la puissance sur le bras 4. Le contrôleur de polarisation est ajusté de sorte que la polarisation de l'onde réinjectée soit identique à celle de l'onde émise, afin de maximiser l'effet de la rétroaction sur le laser [3]. Les mesures sont effectuées à 25°C pour une puissance d'émission $P_0=3$ mW ($I=2,4I_{th}$ avec I_{th} , le courant de seuil du laser, mesuré à 8 mA)

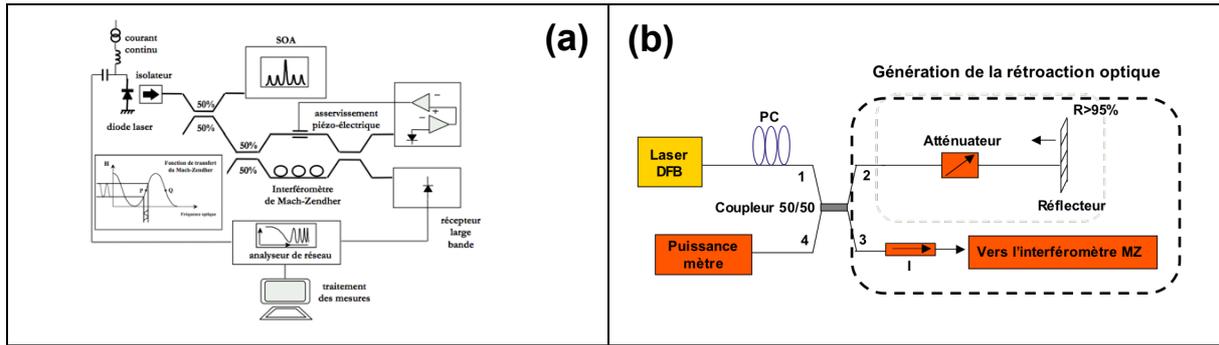


Fig. 1 : (a) Dispositif expérimental pour la mesure des réponses AM et FM
En insert, la, fonction de transfert de l'interféromètre de MZ ; (b) Schéma de la boucle de rétroaction.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LE LASER SOLITAIRE

La figure 2(a) montre l'évolution du rapport FM/AM en amplitude (courbe bleu) et en phase (courbe rouge) en fonction de la fréquence de modulation pour un laser DFB à puits quantiques émettant à 1550 nm. À basse fréquence ($f_m < 10$ MHz), les effets thermiques priment. Les réponses FM et AM sont alors déphasées de $\sim 140^\circ$ à 30 kHz, valeur tendant vers une limite de 180° à plus basse fréquence. À 30 kHz la valeur du rapport FM/AM est de l'ordre de 1,0 GHz/mW. À moyenne fréquence (10 MHz $< f_m < 1$ GHz), les phénomènes thermiques ne sont plus significatifs. Les modulations AM et FM sont en phase. C'est le régime appelé adiabatique pour lequel le rapport FM/AM est de l'ordre de 0,65 GHz/mW à 500 MHz.

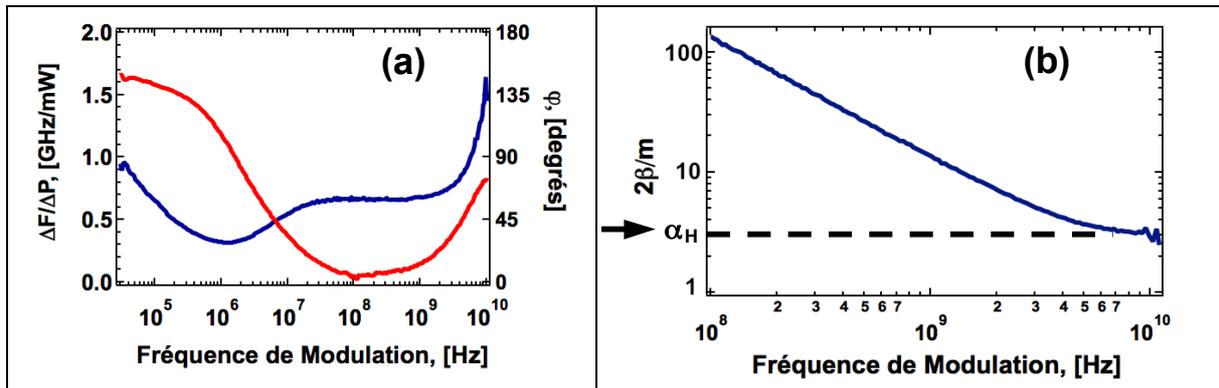


Fig. 2 : (a) Rapport FM/AM en phase et en amplitude en fonction de la fréquence de modulation (b) Evolution du rapport $2\beta/m$ en fonction de la fréquence de modulation pour le laser DFB

Enfin pour les fréquences supérieures, c'est-à-dire pour des modulations de quelques GHz, il y a oscillation entre le nombre de porteurs et le nombre de photons, le chirp est dit transitoire et augmente vers des valeurs plus importantes ($\sim 1,6$ GHz/mW à 10 GHz). C'est le phénomène d'oscillations de relaxation au cours duquel les modulations AM et FM sont en quadrature. Enfin la figure 2(b) montre l'évolution du module du rapport $2\beta/m = 2P_0/f_m \times \text{FM/AM}$ en fonction de la fréquence de modulation pour le laser DFB. L'asymptote obtenue donne directement la valeur du facteur de couplage phase-amplitude α_H du laser (~ 3) [4].

4. RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LE LASER RETROACTION OPTIQUEMENT

La figure 3(a) montre la réponse FM/AM en phase et en amplitude pour une niveau de rétroaction optique de -45 dB. Les résultats démontrent que le retour optique atténué considérablement les effets thermiques entre 30 kHz et 10 MHz. Lorsque 10 MHz $< f_m < 1$ GHz, la composante

adiabatique du chirp est quant à elle perturbée par l'apparition de pics localisés à des fréquences harmoniques de la cavité externe. La figure 3(b) montre l'évolution du rapport FM/AM pour un niveau de rétroaction optique de -15 dB. Dans ces conditions, la partie adiabatique est maintenant fortement atténuée jusqu'à une fréquence de modulation d'environ 130 MHz. D'une manière générale, le chirp du laser reste en moyenne quasi-constant et égal à 33 MHz/mW sur une gamme de fréquence comprise entre 30 kHz et 130 MHz au lieu de 0,54 GHz/mW en moyenne pour le laser solitaire, soit une réduction d'un facteur 16. Il convient de noter que la modification de l'amplitude peut s'accompagner d'un changement de la phase. La phase d'un laser peut conditionner la couleur du chirp adiabatique. Lorsque la phase est proche de 0° , le chirp est bleu tandis que si la phase est proche de 180° , le chirp est rouge. Il a été montré que cette dernière situation conduit plus fréquemment à une dégradation des propriétés de transmissions [5]. En effet, dans le cas des lasers DFB, la densité de photon variant le long de la cavité, les modifications locales de l'indice optique induisent un changement de la phase de l'onde optique par rapport au réseau de diffraction. En conséquence, selon les cas de phases aux facettes, lesquels sont également modifiés par la rétroaction optique [6], la condition d'oscillation est modifiée et peut conduire à un chirp adiabatique vers le bleu ou vers le rouge. Sur la figure 3(a), même si les effets thermiques sont atténués, la rétroaction optique illustre une transition potentielle d'un chirp bleu vers un chirp rouge. Ce phénomène n'est en revanche pas observé sur la figure 3(b).

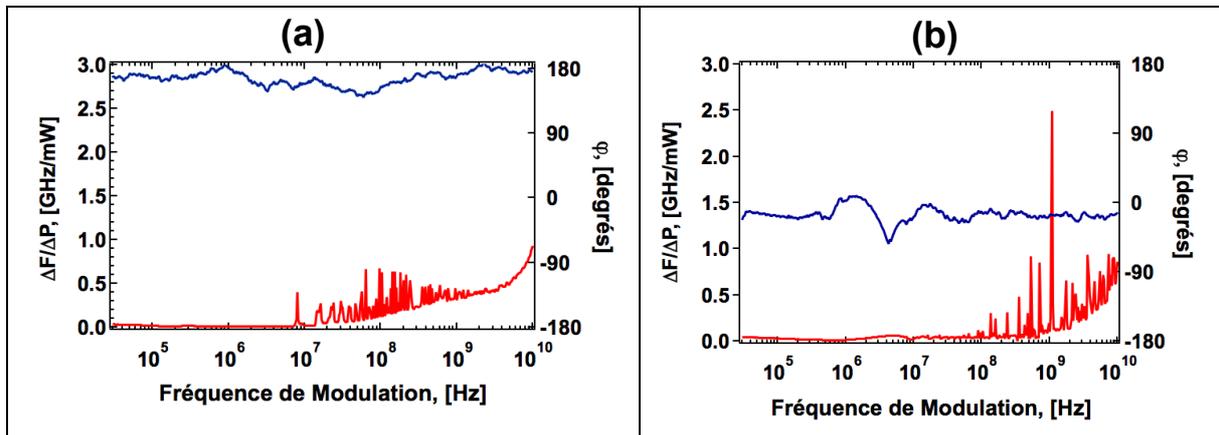


Fig. 3 : Rapport FM/AM en phase et en amplitude en fonction de la fréquence de modulation (a) Niveau de rétroaction optique de -45 dB (b) Niveau de rétroaction optique de -15 dB

CONCLUSION

La dérive de fréquence occasionnée par la modulation du courant d'alimentation d'une diode laser est évaluée via la mesure de l'amplitude et de la phase du rapport FM/AM en présence de rétroaction optique externe. Les résultats montrent que sous certaines conditions, les composantes des chirps thermique et adiabatique sont fortement atténuées. Ainsi, l'utilisation de diodes lasers rétroactionnées optiquement peut permettre une optimisation efficace du chirp afin d'améliorer les performances des futurs systèmes de télécommunications. Dans le cadre de cette contribution, des résultats numériques seront également présentés.

RÉFÉRENCES

- [1] K. Petermann, Laser Diode Modulation and Noise, Kuwer Academic Publisher, 1991.
- [2] J. G. Provost and F. Grillot, IEEE Photonics Society Meeting, pp. 425-426, 2010
- [3] F. Grillot, N. A. Naderi, M. Pochet, C.-Y. Lin, and L. F. Lester, Appl. Phys. Lett., vol. 93, 2008.
- [4] R. Schimpe, J. E. Bowers and T. L. Koch, Electron. Lett., vol. 22, 1986.
- [5] B. Thedrez et al., Semiconductor Laser Conference, pp. 175-176, 1998.
- [6] F. Grillot, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 45, 6, 2009.

DISPOSITIF FIBRE POUR LA DETECTION DE FAIBLES FLUCTUATIONS D'INTENSITE D'IMPULSIONS ULTRACOURTES

Charles Henri Hage, Bertrand Kibler, Christophe Finot

Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR CNRS-UB 5209, Dijon, France

christophe.finot@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons ici un dispositif fibré permettant d'exacerber les fluctuations d'intensité d'un train d'impulsions ultracourtes afin de faciliter leur détection. En exploitant l'effet Raman qui induit le décalage fréquentiel de ces impulsions suivi d'un filtrage passe-haut, nous montrons ainsi qu'il est possible de multiplier d'un facteur 13 les fluctuations du train initial.

MOTS-CLEFS : *optique non-linéaire, fibres optiques, traitement du signal tout-optique*

1. INTRODUCTION

Détecter de faibles variations de puissance avec un dispositif simple à mettre en œuvre présente un enjeu important pour de nombreuses applications telles que la caractérisation de la stabilité de sources optiques et la détection dans les applications bio-photoniques. Si des solutions ont d'ores et déjà prouvé leur efficacité comme la détection synchrone ou bien l'analyse radio-fréquence, elles requièrent néanmoins l'utilisation d'instruments spécifiques et onéreux. Dans ce contexte, les effets non-linéaires agissant dans une fibre optique monomode peuvent constituer une solution efficace et simple. Nous avons ainsi récemment proposé d'exploiter l'auto-modulation de phase subie par des impulsions picosecondes aux longueurs d'onde des télécommunications optiques [1].

Nous discutons dans cette contribution une nouvelle configuration mettant en jeu l'effet d'auto-décalage Raman d'une impulsion femtoseconde évoluant dans une fibre microstructurée. Après avoir présenté le principe de notre méthode et le montage expérimental associé, nous décrivons de quelle manière la distribution statistique des puissances peut être affectée et donnerons quelques résultats mettant en évidence la possibilité d'améliorer les marges de détection.

2. PRINCIPE ET MONTAGE EXPERIMENTAL

Le principe de notre amplificateur de gigue d'intensité est illustré par la figure 1 et s'appuie sur une relation entre la puissance d'entrée et de sortie du dispositif qui ne doit pas être proportionnelle. Ainsi, si la fonction de transfert de l'élément considéré possède une section pouvant être considérée comme linéaire sur un certain intervalle de puissance et que l'ordonnée à l'origine de ce segment linéaire est différent de 0 (voir par exemple Fig. 1, la fonction de transfert B), alors le dispositif sera en mesure d'augmenter les fluctuations du signal par rapport à sa valeur moyenne.

Le problème réside avant tout dans l'obtention d'une telle fonction de transfert. La solution démontrée en [1] avait permis de valider la pertinence de ce concept pour mesurer précisément différentes distributions statistiques. Nous exploitons ici le décalage spectral affectant une impulsion ultracourte évoluant dans une fibre à dispersion anormale [2, 3]. Plus précisément, nous considérons un train d'impulsions délivré par un oscillateur femtoseconde à modes bloqués (taux de répétition 48 MHz, durée des impulsions de 190 fs) à une longueur d'onde de 1035 nm. La puissance injectée dans une fibre microstructurée (fibre hautement non-linéaire possédant un zéro de dispersion à 710 nm) est contrôlée par un modulateur électro-optique et peut être variée à une cadence de plusieurs centaines de kHz. Notons que le décalage fréquentiel subi par les impulsions

par effet Raman (intra-impulsion) est proportionnel à leur intensité (puissance crête) [2]. En sortie du dispositif, un filtre passe-haut (longueur de coupure à 1200 nm) permet de réaliser le seuillage attendu : seules les impulsions ayant une puissance crête initiale suffisante subiront le décalage spectral requis pour atteindre la partie passante du filtre. Le signal filtré est finalement détecté sur une photodiode reliée à un oscilloscope usuel qui permettra de mesurer les fluctuations en intensité de ce signal. Le dispositif expérimental est représenté par le schéma de la figure 2a.

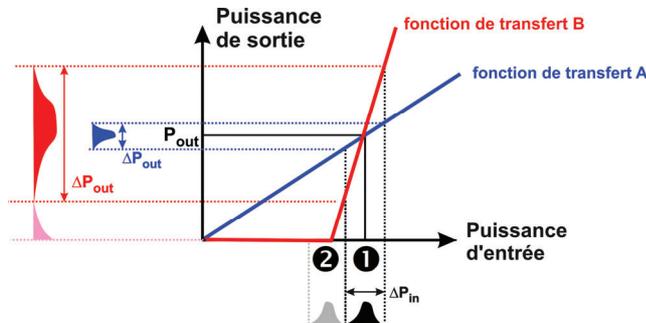


Fig. 1 : Principe du dispositif.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

La fonction de transfert enregistrée expérimentalement est représentée sur la figure 2 et montre une forme en très bon accord avec les besoins de notre dispositif : un seuil marqué autour de 7 mW de puissance initiale suivi d'une section linéaire ayant une pente élevée entre 8 et 8.8 mW. Nous pouvons en déduire que pour des fluctuations initiales de $\pm 5\%$ autour d'une puissance moyenne de 8.4 mW (correspondant à une puissance crête de 890 W), une amplification d'un facteur 13 peut être espérée. La gamme de puissances initiales utilisables est limitée par la saturation de la fonction de transfert observée pour des puissances supérieures à 10 mW. Notons que par rapport à la solution présentée dans [1], cette nouvelle configuration présente beaucoup moins d'oscillations dans la fonction de transfert.

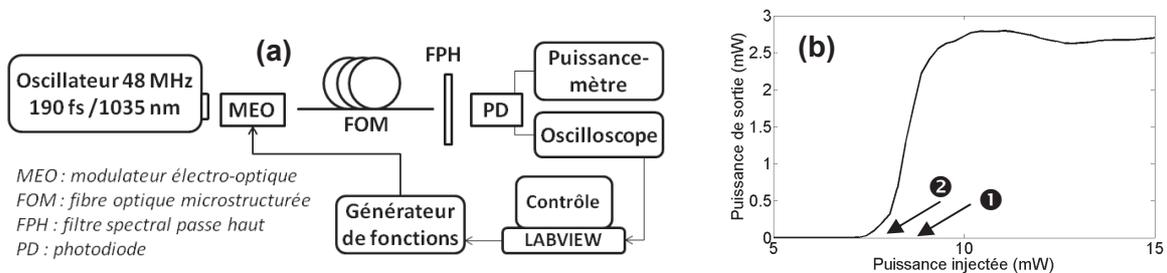


Fig. 2 : (a) Dispositif expérimental. (b) Fonction de transfert expérimentale : puissance moyenne en sortie après filtrage spectral en fonction de la puissance injectée.

Pour vérifier la capacité de notre dispositif à amplifier les fluctuations, nous avons tout d'abord appliqué sur le train initial une fluctuation aléatoire avec une distribution de bruit blanc gaussien d'écart-type de 3 %, par l'intermédiaire du modulateur électro-optique commandé par un générateur arbitraire électrique. La distribution statistique enregistrée après filtrage et le diagramme de l'œil correspondant sont représentés Fig. 3a pour un fonctionnement à la puissance de travail. La forme gaussienne est conservée et un facteur d'agrandissement de 13 a pu être démontré. Des analyses complémentaires menées avec des rampes de tension ont permis de retrouver ce facteur.

Les résultats de la Fig. 3b montrent l'importance de la puissance de travail utilisée. Ainsi, avec une puissance moindre (point de fonctionnement ② proche du seuil du dispositif, voir également Fig. 1), nous constatons que la distribution statistique est significativement déformée avec notamment des événements intenses qui deviennent plus fréquents. Ceci confirme le rôle

délicat que peut jouer l'étage de filtrage spectral d'impulsions décalées en longueurs d'ondes dans l'observation de statistiques extrêmes [4].

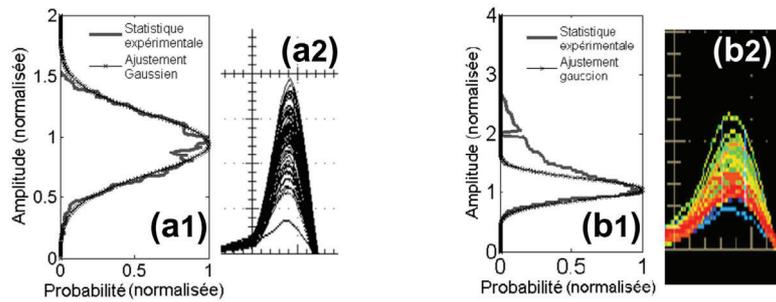


Fig. 3 : Statistiques en énergie (sous-figures 1) et diagrammes de l'œil associés (sous-figures 2) des impulsions décalées spectralement après filtrage spectral. Les résultats obtenus à la puissance de fonctionnement ❶ permettant une dilatation des fluctuations (sous-figures a) sont comparés aux résultats obtenus à la puissance de fonctionnement ❷.

Nous avons complété cette étude préliminaire en appliquant non plus des fluctuations aléatoires mais des variations relatives de 8 % entre deux niveaux (la séquence utilisée est représentée dans l'encadré de la Fig. 4). Le signal enregistré en sortie de notre dispositif (Fig. 4) permet de clairement discerner les deux niveaux et l'espacement mesuré (66 %) est en accord avec les résultats précédents.

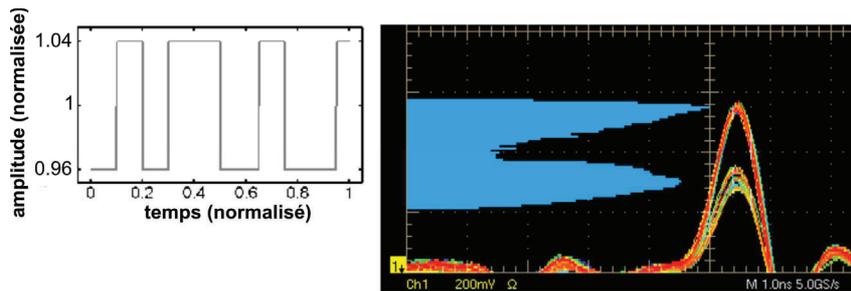


Fig. 4 : Niveaux observés en sortie du dispositif après filtrage spectral du soliton décalé : diagramme de l'œil et statistiques associées. La séquence initiale est représentée en encadré et la puissance de travail est ❶.

CONCLUSION

Nous avons démontré expérimentalement une nouvelle configuration simple à mettre en œuvre qui permet d'accroître les faibles fluctuations d'un signal afin d'en faciliter la détection. Basé sur le filtrage spectral d'une impulsion ultra-brève décalée spectralement dans une fibre microstructurée à dispersion anormale, notre dispositif présente une fonction de transfert caractérisée par un seuil marqué suivi d'une section linéaire à forte pente. De telles propriétés rendent possibles l'accroissement par un ordre de grandeur des variations relatives de la puissance crête. Des mesures menées sur des signaux subissant des variations aléatoires ou bien déterministes de quelques % ont confirmé la validité de ce concept.

RÉFÉRENCES

- [1] C. Finot and J. Fatome, "All optical fiber-based ultrafast amplitude jitter magnifier", *Opt. Expr.*, vol. 18, pp. 18697-18702, 2010.
- [2] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, "Discovery of the soliton self-frequency shift", *Opt. Lett.*, vol. 11, pp. 659-661, 1986.
- [3] C.-H. Hage *et al.*, "Optimisation de la densité spectrale d'énergie obtenue par auto-décalage fréquentiel Raman dans une fibre microstructurée", *JNOG Besançon*, 2010.
- [4] M. Erkintalo, G. Genty, J. M. Dudley, "On the statistical interpretation of optical rogue waves", *Eur. Phys. J. Spetial Topics*, vol. 185, pp. 135-144, 2010.

Etude comparative des propriétés physiques des nanomatériaux semi-conducteurs ZnSe et CdSe dispersés dans le polymère PMMA

Siham Halimi¹, Abderrahmane Chaieb², Miloud Sebais², Ouahiba Halimi², Boubekeur Boudine², Azzedine Boudrioua³

¹Département d'Electronique, Université Mohamed Sadek Ben Yahia, Jijel, Algérie

²Laboratoire de Cristallographie, Université Mentouri Route Ain El-Bey 25000 Constantine Algérie

³Laboratoire de physique des lasers (LPL), UMR 7538- Institut Galilée, Université Paris 13- Avenue Jean-Batiste Clément- F 93430 Villetaneuse.

h.ouahiba@yahoo.fr

RÉSUMÉ

Pendant ces dernières décennies, on assiste à une recherche intensive sur les propriétés optiques des nanomatériaux semi-conducteurs, laquelle a mené à de nombreuses applications dans les domaines de l'optique et de la photonique. C'est dans ce contexte que s'inscrit le présent travail dont le but est d'élaborer et de caractériser des matériaux composites à base de nanocristaux semi-conducteurs à grand gap (ZnSe, CdSe) dispersés dans une matrice organique (PMMA) optiquement transparente dans le domaine UV-Visible. Les composites élaborés sont caractérisés structuralement par diffraction X et par microscopie électronique à balayage (MEB). Ces caractérisations ont permis de confirmer l'introduction des cristallites des semi-conducteurs dans la matrice amorphe du PMMA. La photoluminescence présente des larges bandes qui correspondent à une distribution de la taille des cristallites et à des transitions dues à une variété de défauts dans les cristallites de CdSe et de ZnSe.

Mots clés : ZnSe, CdSe, PMMA, Rayons X, MEB, Photoluminescence.

1. INTRODUCTION

Les études faites sur les matériaux nanostructurés apportent des informations importantes sur les mécanismes de la mise en place de leurs propriétés. Il a été montré que ces propriétés dépendent en partie de la méthode de leur élaboration. Le développement récent des techniques de dépôt des couches minces a entraîné un regain d'intérêt pour ces matériaux. En effet, l'utilisation de films permet de s'affranchir de nombreux problèmes liés à l'élaboration du matériau massif. De plus la synthèse chimique et le dépôt par voie sol-gel et solution colloïdale se font à température ambiante et atmosphère libre. Aussi la reproductibilité, la flexibilité des échantillons obtenus du point de vue géométrique et épaisseur permet de moduler les propriétés physiques. Notre travail consiste en l'élaboration des nanocristaux des semi-conducteurs ZnSe et CdSe par broyage mécanique et leur dispersion dans la matrice amorphe du PMMA pour obtenir des composites avec des nouvelles propriétés optiques.

2. PROCEDE EXPERIMENTAL

Pour la préparation des nanocomposites ZnSe/PMMA et CdSe/PMMA, on a utilisé des solutions colloïdales. La première est obtenue par dissolution des granulés du polymère PMMA dans une solution de tétrahydrofurane (THF) avec une concentration de 0.2g/ml et une agitation à une température de 50°C pendant 2 heures de temps. La deuxième solution est constituée par des cristallites, obtenues préalablement par broyage mécanique, de ZnSe ou CdSe, en suspension dans le même solvant THF. Pour les cristallites ZnSe et CdSe dispersées dans la solution, les plus grandes en masse et en taille vont précipiter au fond du récipient et les plus petites et plus légères restent en suspension dans la solution colloïdale. Nous prélevons alors la solution avec les nanocristallites restées en suspension et on la mélange à celle du PMMA. Le dépôt des couches minces des nanocomposites ZnSe/PMMA et CdSe/PMMA sur des substrats de verre est réalisé selon la technique du Dip-Coating. Les couches minces ainsi obtenues ont subi un étuvage de quelques minutes à une température de 80° C pour faire évacuer le solvant résiduel. Les

échantillons obtenus sont caractérisés par diffraction des rayons X, microscopie électronique à balayage (MEB), absorption optique et photoluminescence..

3. RESULTATS ET DISCUSSIONS

Les spectres de diffraction X des nanocomposites ZnSe/PMMA et CdSe/PMMA (figures 1 et 2) montrent que le polymère PMMA qui constitue la matrice hôte est amorphe et que les pics de diffraction observés sont caractéristiques de ZnSe et CdSe respectivement de structure cubique (F-43m) et hexagonale (P₆3mc). On note un léger décalage dans la position des pics correspondant aux cristallites des semi-conducteurs ZnSe et CdSe. Ce décalage est dû au fait que les cristallites de CdSe ou ZnSe sont de très faible taille (rapport surface/volume est très grand) et que la contribution à la diffraction par les atomes de surface est plus importante. Or, on observe souvent une certaine relaxation au niveau de la surface qui modifie les distances inter-plans (deviennent petites) et par conséquent on obtient des pics de diffraction à des positions légèrement décalées par rapport à celles du cristal massif. La contraction des distances inter-plans atomiques n'est pas la même pour toutes les cristallites (dispersion de taille). Donc les rayons X ne diffractent plus dans la même direction ce qui conduit à un élargissement des pics dus aux très petites tailles. L'élargissement des pics et leur décalage témoignent de la taille nanométrique des cristallites des semi-conducteurs. Calculée en utilisant la relation de Scherrer, elle est de l'ordre de 12 nm pour ZnSe et de 9 nm pour CdSe. Les tailles des cristallites des deux semi-conducteurs sont du même ordre de grandeur.

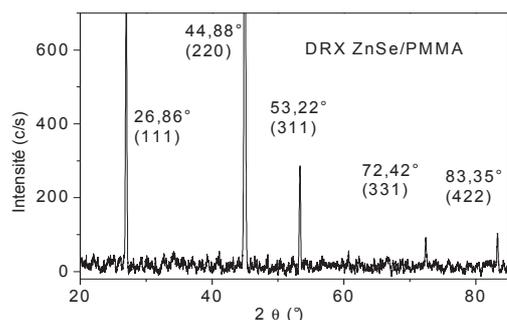


Fig. 1 : Diagramme de diffraction des rayons X d'une couche mince du nanocomposite ZnSe/PMMA

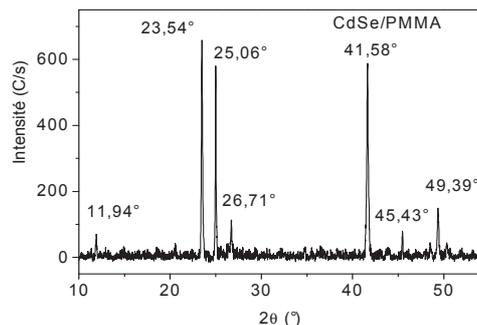


Fig. 2 : Diagramme de diffraction des rayons X d'une couche mince du nanocomposite CdSe/PMMA

Les figures 3 et 4 représentent les images d'une observation par MEB des couches minces des nanocomposites respectivement ZnSe/PMMA et CdSe/PMMA. On peut observer la présence d'agrégats des cristallites des semi-conducteurs de dopage dont la répartition est plus ou moins homogène mais on constate une certaine dispersion dans la taille. Ces agrégats sont formés par des particules cristallines comme a été montré précédemment par les spectres de diffraction X.

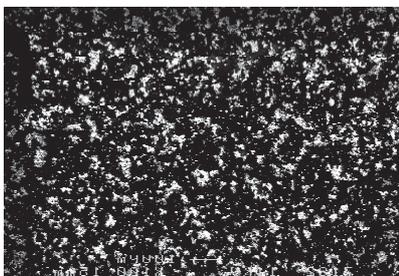


Fig. 3: Image MEB du nanocomposite ZnSe/PMMA

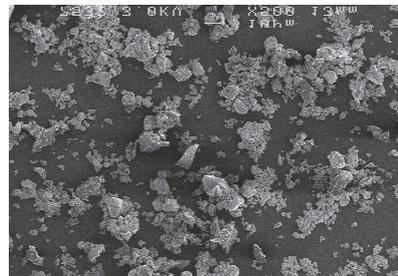


Fig. 4 : Image MEB du nanocomposite CdSe/PMMA

Le spectre de la photoluminescence à la température de l'azote liquide du nanocomposite ZnSe/PMMA (Fig. 5) montre deux bandes d'émission assez larges autour de 533nm et 693nm. La

déconvolution du spectre de luminescence fait apparaître trois bandes distinctes. La première bande centrée autour de 530.21nm est attribuée à des niveaux d'énergie dans la bande interdite créés par des sites vacants de Zn [1], les deux bandes, situées à 578,54nm et 695, sont dues à des transitions dues à des impuretés ou à des défauts de structure dont les niveaux d'énergie sont situés plus bas dans la bande interdite du semi-conducteur comme il a été rapporté dans la littérature [2]. Le spectre de photoluminescence du nanocomposite CdSe/PMMA (Fig. 6) présente à première vue deux bandes d'émission dont la première est localisée autour de 535nm et la seconde plus élargie est centrée autour de 650nm. La déconvolution de ce spectre en utilisant un fit gaussien permet de mettre en évidence trois bandes de proches intensités qui sont situées autour de 526 nm, 561 nm et 690 nm. Le décalage, vers le bleu, observé pour les trois bandes d'émission est sûrement dû au phénomène de confinement quantique induit par la très faible taille des cristallites de CdSe. L'élargissement des bandes d'émission observées dans les deux composites est dû à une distribution de la taille des cristallites et à des transitions dues à une variété de défauts (surtout des lacunes de Se) dans les cristallites de CdSe et ZnSe. Les particules de très petite taille donnent une émission de lumière blanche attribuée à une conséquence de transfère d'énergie des nanoparticules vers des états électroniques dans le polymère. Les électrons de surface jouent un rôle très important et l'échange nanocristaux-polymère est d'autant plus important que la taille des cristallites est petite d'où l'intensité importante des bandes d'émission observées. Cette hypothèse permet, dans une certaine mesure, de justifier la ressemblance des spectres de photoluminescence obtenus pour les deux nanocomposites CdSe/PMMA et ZnSe/PMMA étudiés. La largeur de l'ensemble des bandes d'émission de ces nanocomposites couvre la gamme spectrale allant du bleu jusqu'au rouge, ce qui permet de déduire que les matériaux élaborés émettent une lumière quasi-blanche.

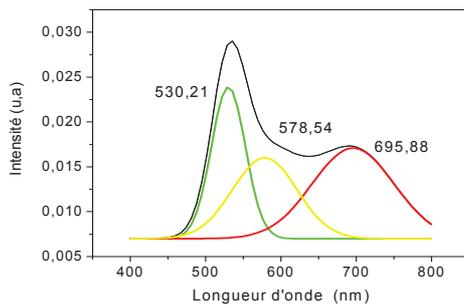


Fig. 5. Spectre de photoluminescence du nanocomposite ZnSe/PMMA

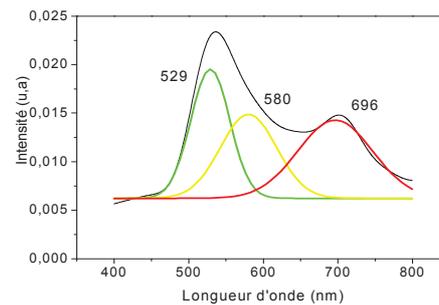


Fig. 6. Spectre de photoluminescence du nanocomposite CdSe/PMMA

4. CONCLUSION

On a pu élaborer les hybrides ZnSe/PMMA et CdSe/PMMA par une méthode très facile à mettre en œuvre. Les rayons X et Les observations à l'aide d'un microscope électronique à balayage ont confirmé l'incorporation des nanocristaux de ZnSe et CdSe dans la matrice amorphe du polymère PMMA. La caractérisation par la photoluminescence à température de l'azote liquide montre une large bande d'émission qui s'étale de 400 à 800nm et qui est la somme de plusieurs bandes dues à des transitions radiatives d'origines différentes (émissions excitoniques et émissions dues à des sites pièges). Les composites élaborés présentent une luminescence assez intense dans le domaine du visible et donc c'est des matériaux qui peuvent éventuellement entrer dans la fabrication de composants pour les systèmes optiques opérant dans ce domaine.

5. REFERENCES

- [1] N. Kumbhojkar, S. Mahamuni, V. Leppert, S.H. Risbud, NanoStructured Materials, Vol.10 N°2 (1998)
- [2] Xiaoyong Wang, Xiaofan Ren, Keith Kahen, Megan A. Hahn, Manju Rajeswaran, Sara Maccagnano-Zacher, John Silcox, George E. Cragg, Alexander L. Efros & Todd D. Krauss. Nature 459, 686-689 (2009).

GÉNÉRATION D'UNE ONDE STOKES DU SECOND ORDRE ET EFFET LASER DANS UNE FIBRE OPTIQUE À CŒUR SUSPENDU EN VERRE DE CHALCOGÉNURE ASSE

Kenny Hey Tow^{1,2}, Pascal Besnard^{1,2}, Laurent Brilland³, Johann Troles^{1,4}, Périne Toupin^{1,4}, David Méchin³, Denis Trégoat³

¹ Université Européenne de Bretagne, Université de Rennes 1, Rennes, France

² CNRS, UMR 6082 FOTON, Enssat, 6 rue de Kerampont, BP 80518, F-22305 Lannion, France

³ PERFOS, 11 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion

⁴ Equipe Verres et Céramiques, CNRS, UMR 6226 Sciences chimiques de Rennes, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes

heytow@enssat.fr

RÉSUMÉ

Une étude expérimentale sur les propriétés de la rétrodiffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique à cœur suspendu en verre de chalcogénure AsSe est présentée. Avec seulement un mètre de fibre, nous générons suffisamment de gain Brillouin pour obtenir un laser à fibre monomode de type Fabry-Perot. Nous démontrons aussi la génération du second ordre Brillouin dans ces fibres avec 0,5 W de pompe.

MOTS-CLEFS : *fibre en verre de chalcogénure ; Brillouin ; laser à fibre.*

1. INTRODUCTION

La diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques est un effet non-linéaire pénalisant pour les télécommunications optiques. Cependant, il est possible de tirer profit de cet effet non-linéaire dans d'autres domaines d'applications tels les lasers Brillouin ou les capteurs optiques [1, 2]. Dans cet article, nous étudions expérimentalement les propriétés de l'effet Brillouin stimulé dans une fibre à cœur suspendu en verre de chalcogénure. La forte non-linéarité de ce matériau conduit à un gain Brillouin de deux ordres de grandeur supérieur à celui d'une fibre optique en silice [3]. Cela permet de réduire considérablement la longueur de fibre utilisée pour atteindre l'effet laser.

2. GÉNÉRATION DE BRILLOUIN STIMULÉ DANS LES FIBRES À CŒUR SUSPENDU

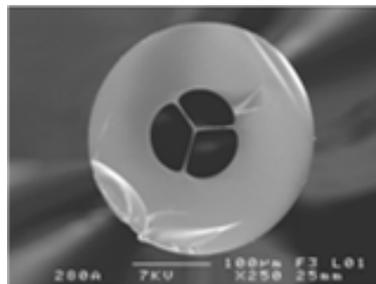


FIGURE 1 : Section transverse de la fibre à cœur suspendu

La fibre en verre de chalcogénure AsSe (figure 1) utilisée pour générer du Brillouin stimulé a été fabriquée par le duo EVC/PERFOS. Le diamètre extérieur est de 240 μm et celui du cœur est de 4 μm . Les pertes de transmission à 1,55 μm ont été mesurées à 1,5 dB/m.

Le banc décrit dans [4] a été mis en oeuvre pour déterminer les propriétés de la rétrodiffusion Brillouin. Le gain Brillouin g_B de la fibre a été calculé en utilisant la méthode décrite dans [5] afin de pouvoir comparer nos résultats avec ceux obtenus précédemment. Nous retrouvons un gain Brillouin de

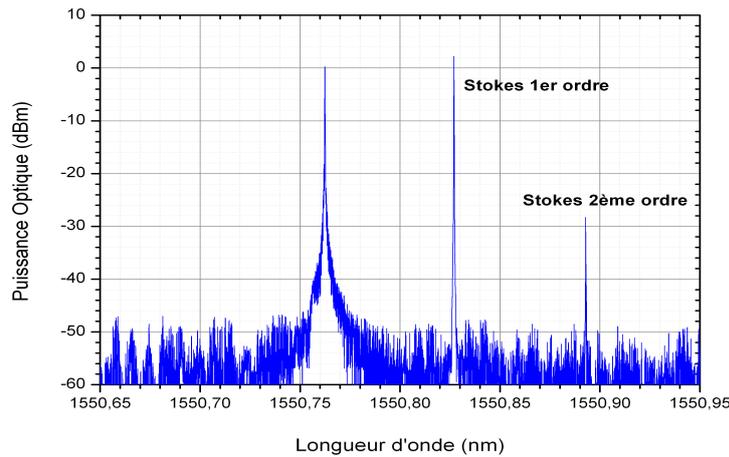


FIGURE 2 : Spectre du signal rétrodiffusé pour 1 mètre de fibre

6.10^{-9} m/W, ce qui est en accord avec les valeurs données dans [3, 5]. La figure 2 donne le spectre du signal rétrodiffusé obtenu avec un mètre de fibre. Le pic observé à 1550,75 nm est le signal de pompe réfléchi dû à la réflexion de Fresnel sur la face d’entrée de la fibre en chalcogénure. Nous voyons aussi une composante Stokes Brillouin décalée de 0,063 nm (-7,9 GHz) par rapport à la longueur d’onde de la pompe. En augmentant graduellement la puissance de pompe, nous observons l’apparition du second ordre Brillouin (0,126 nm) pour 27 dBm de puissance injectée ; ce qui ouvre la perspective de réaliser un laser à fibre en verre de chalcogénure fonctionnant sur le second ordre.

3. LASER À FIBRE BRILLOUIN EN VERRE DE CHALCOGÉNURE

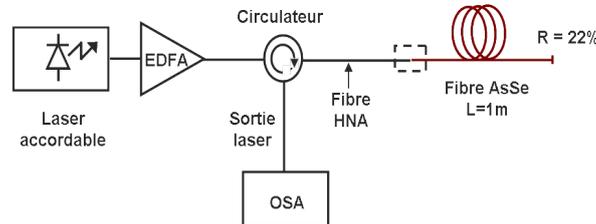


FIGURE 3 : Montage expérimental pour le laser à fibre Brillouin

Le montage expérimental pour réaliser un laser à fibre Brillouin est représenté sur la figure 3. Nous avons utilisé une fibre en verre chalcogénure d’un mètre. Une clive droite en bout de fibre permet de créer une cavité Fabry-Perot : un indice de réfraction de 2,8 générant une réflexion d’environ 22%. La pompe est réalisée grâce à un laser continu, accordable autour de 1550 nm avec une largeur spectrale de 150 kHz. Le signal de ce laser est amplifié en utilisant un amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA) et une fibre HNA (High Numerical Aperture) est utilisée pour injecter la lumière dans la fibre en verre de chalcogénure. Les pertes totales sont estimées à 3 dB (pertes de couplage et de transmission dans la fibre). Le spectre optique en sortie du laser est observé à l’aide d’un analyseur de spectre optique avec une résolution de 10 MHz (OSA). Ce spectre est constitué d’une onde Stokes et du signal de pompe rétrodiffusé dû à la réflexion de Fresnel. Le battement optique entre le signal de pompe et l’onde Stokes rétrodiffusée est aussi observé en utilisant une photodiode associée à un analyseur de spectre électrique. Une seule résonance est présente sur le spectre centré autour de 7,9 GHz, ce qui indique que le laser est monofréquence. La figure 4(a) illustre la puissance Stokes rétrodiffusée en fonction de la puissance de pompe injectée dans la fibre AsSe. Le seuil Brillouin est obtenu à 170 mW avec une efficacité de 4 %. Le seuil peut être abaissé et l’efficacité du laser augmentée en utilisant une longueur de fibre plus grande et en améliorant le couplage. La même expérience a été réalisée en utilisant trois mètres de fibre. On retrouve

un seuil de 40 mW et une efficacité de 31%. Nous avons mesuré la largeur de la raie Stokes rétrodiffusée en utilisant un banc de détection auto-hétérodyne [6] ayant une résolution de 40 kHz. D'après le signal en sortie de l'analyseur de spectre électrique (figure 4(b)) la largeur de raie, $\delta\nu$, vaut 65 kHz. Cette mesure est une surestimation de la largeur réelle car le laser n'est pas, pour l'instant, mis en boîtier pour le protéger des perturbations environnementales et thermiques.

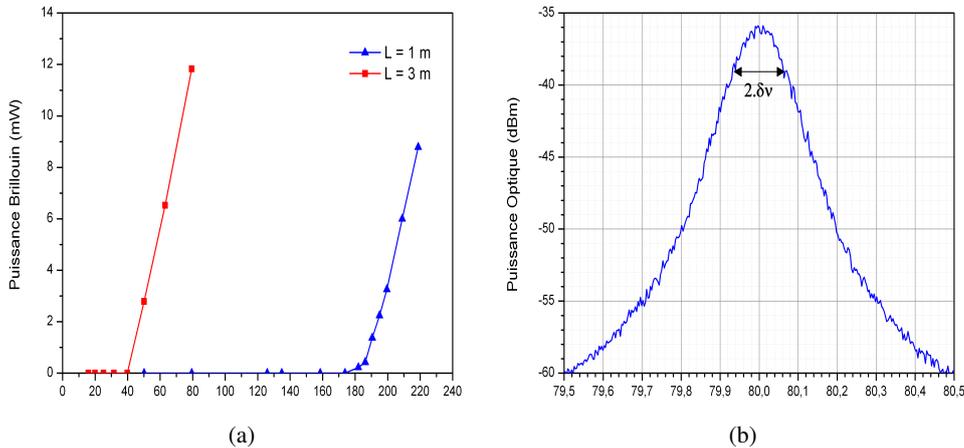


FIGURE 4 : (a) Puissance du laser Brillouin en fonction de la puissance de pompe pour un mètre et trois mètres de fibre (b) Spectre RF en sortie du banc de détection auto-hétérodyne.

CONCLUSION

Un laser à fibre Brillouin monomode a été réalisé avec un mètre de fibre à cœur suspendu en verre de chalcogénure AsSe. Le seuil laser a été mesuré à 170 mW avec une efficacité de 4%. Ces valeurs sont améliorées à 40 mW et 31% en utilisant une fibre de 3 mètres. La génération d'une onde Stokes du second ordre dans ces fibres a aussi été démontrée en pompant à 27 dBm.

Les auteurs remercient la région Bretagne pour son soutien financier au travers du projet FUI ATOS.

RÉFÉRENCES

- [1] G. Cowle and D. Stepanov, "Multiple wavelength generation with Brillouin/erbium fiber lasers," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 8, no. 11, pp. 1465–1467, 1996.
- [2] M. Nikles, L. Thévenaz, and P. Robert, "Simple distributed fiber sensor based on Brillouin gain spectrum analysis," *Optics letters*, vol. 21, no. 10, pp. 758–760, 1996.
- [3] K. Abedin, "Observation of strong stimulated Brillouin scattering in single-mode As₂Se₃ chalcogenide fiber," *Optics Express*, vol. 13, no. 25, pp. 10 266–10 271, 2005.
- [4] C. Fortier, J. Fatome, S. Pitois, F. Smektala, G. Millot, J. Troles, F. Desevedavy, P. Houizot, L. Brilland, and N. Traynor, "Experimental investigation of Brillouin and Raman scattering in a 2SG sulfide glass microstructured chalcogenide fiber," *Optics Express*, vol. 16, no. 13, pp. 9398–9404, 2008.
- [5] C. Florea, M. Bashkansky, Z. Dutton, J. Sanghera, P. Pureza, and I. Aggarwal, "Stimulated Brillouin scattering in single-mode As₂S₃ and As₂Se₃ chalcogenide fibers," *Optics Express*, vol. 14, no. 25, pp. 12 063–12 070, 2006.
- [6] L. Richter, H. Mandelberg, M. Kruger, and P. McGrath, "Linewidth determination from self-heterodyne measurements with subcoherence delay times," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 22, no. 11, pp. 2070–2074, 2002.

INTEGRATION DE NANOTUBES ET NANOFILS ORGANIQUES SUR PUCE : PROPAGATION MONOMODE SUB-LONGUEUR D'ONDE

Nolwenn Huby^{1*}, Jean-Luc Duvail², Daphné Duval³, David Pluchon¹, Anthony Carré¹ and Bruno Bêche¹

¹ IPR, Université de Rennes 1, UMR CNRS 6251, 35042 Rennes, France

² IMN, Université de Nantes, UMR CNRS 6502, 44322 Nantes, France

³ Nanobiosensors and Bioanalytical Applications Group, CIN2, 08193 Bellaterra, Barcelone, Espagne

nolwenn.huby@univ-rennes1.fr

RESUME

Les études théoriques et expérimentales de propagation optique dans des nanofils (NFs) et nanotubes (NTs) organiques en SU8 (résine photosensible) sont reportées. Ces nanostructures 1D sont réalisées par la méthode de « wetting template » permettant de contrôler leur morphologie (tubulaire ou filaire) en jouant sur la viscosité de la résine photosensible. Pour les dimensions étudiées ici (diamètre inférieur à 300 nm), l'étude théorique prévoit une propagation monomode HE₁₁ pour les deux types de nanostructures. Les caractérisations expérimentales ont été réalisées en intégrant les NTs et NFs sur des puces de photonique, constituées de microstructures en SU8. Au travers d'images optiques et de cartographies d'intensité de champ, le couplage optique évanescent entre microstructures et nanostructures organiques est démontré ainsi que la propagation monomode au sein d'un NT et un NF unique.

MOTS-CLES : photonique intégrée, nanotubes, nanofils, couplage évanescent

1. INTRODUCTION

Les avancées en nanophotonique reposent sur la compréhension des phénomènes optiques à l'échelle nanométrique ainsi que sur la conception de composants. Les polymères connaissent un fort engouement car ils apparaissent comme bons candidats pour des applications photoniques telles que les diodes organiques, les capteurs ou encore les cellules solaires. En effet, une large gamme de propriétés optiques est accessible en modifiant leur structure chimique et leur manipulation en phase liquide ouvre la voie à de nombreux avantages. Parmi les nanostructures à grand facteur de forme, on peut distinguer les nanofils (NFs) et les nanotubes (NTs). Tandis qu'un nombre d'études significatif est reporté dans la littérature pour des nanostructures inorganiques [1,2], ce n'est pas encore le cas pour la propagation optique dans les NFs et plus particulièrement dans les NTs organiques. Plusieurs approches sont développées pour leur fabrication. Les procédés couches minces [3,4] et la nano-impression⁵ permettent de fabriquer des nanofils directement sur la puce. L'*electrospinning* [6] et la méthode de *wetting template* [7] sont des techniques bas coût, ne nécessitant pas de conditions expérimentales sévères (pression et températures ambiantes). Parmi ces méthodes, seule la dernière est appropriée pour fabriquer des nanostructures tubulaires en contrôlant les diamètres externe et interne [8]. Dans ce travail, nous présentons les propriétés d'optique guidée de NTs et NFs, obtenus par la méthode de *wetting template*. Une approche théorique démontrant leur caractère monomode HE₁₁ est couplée à une approche expérimentale basée sur l'intégration des nanostructures sur une puce de photonique intégrée. Celle-ci met en évidence le couplage évanescent entre microstructures et nanostructures organiques ainsi que la propagation dans un NT et un NF unique.

2. FABRICATION DES NANOSTRUCTURES

Le principe de la méthode de *wetting template* est schématisée figure 1. Elle se base sur l'imprégnation d'une membrane poreuse d'alumine par le polymère. Deux polymères sont ici testés, le SU8-2002 et le SU8-2025, présentant des viscosités respectives η de 2.49 et 4500 Pa.s. Une fois la membrane imprégnée sur toute son épaisseur, le SU8 est polymérisé sous rayonnement UV ($\lambda=365$ nm, 200 mJ/cm²). L'échantillon est ensuite plongé dans un bain de soude diluée (1.5 M) pour

dissoudre sélectivement la membrane d'alumine. Les nanostructures sont ensuite dispersées par ultrasons dans un bain d'isopropanol.

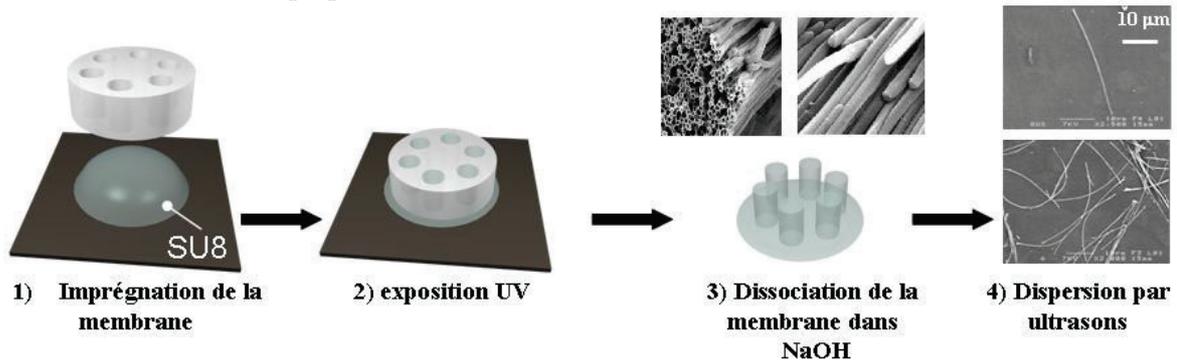


Figure 1 : Représentation schématique des étapes de fabrication des nanofils et nanotubes

L'obtention de structures tubulaires et filaires dépend de la viscosité du SU8, le plus visqueux conduisant à des NFs, le moins visqueux à des NTs. Ceci est lié au mécanisme d'imprégnation gouverné par la compétition entre forces adhésives pour le mouillage des parois et forces de cohésion pour le remplissage des pores. Une étude statistique par traitement d'images a été réalisée afin d'estimer le diamètre des nanostructures fabriquées : des diamètres de 240 ± 30 nm pour les NFs et 255 ± 30 nm pour les NTs (avec une épaisseur de parois de 40 nm) ont été mesurés.

3. INTEGRATION SUR PUCE ET CARACTERISATION

Une fois dispersées en objets uniques, les nanostructures ont été intégrées sur une puce constituée de microstructures SU8 ($n=1.56$ à $\lambda=670$ nm) conçues en une étape de lithographie UV. Le circuit intégré est ainsi tout polymère à l'exception du substrat Si/SiO₂ formant la gaine inférieure ($n_{SiO_2}=1.45$ à $\lambda=670$ nm). Les microstructures sont des guides rubans (6 μ m de large) et des disques (200 μ m de rayon). Ces derniers sont particulièrement intéressants pour le couplage par champ évanescent puisque la courbure résulte en un étalement significatif de la queue évanescente dans le milieu de faible indice⁹ (ici l'air, $n=1$).

La puce est testée sur un banc de micro-injection pour coupler le laser ($\lambda=670$ nm) aux faces clivées des guides intégrés. La lumière est guidée jusqu'aux disques où le couplage évanescent avec les modes de galerie circulant en surface des bords du guide peut avoir lieu. Trois configurations de couplage sont observées entre le disque et les nanostructures. Figure 2 présente un schéma de la puce (a) ainsi que des images de microscopie optique montrant les trois configurations de couplage pour des nanotubes (b).

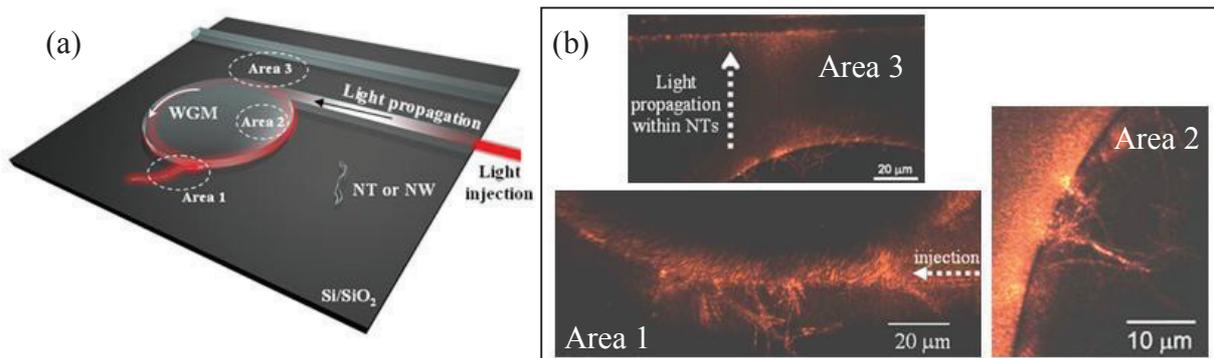


Figure 2 : (a) Schéma de la puce constituée des microstructures et des nanostructures. (b) Images de microscopie optique des trois zones de couplage disque / nanotubes.

Dans la zone 1, un couplage a lieu entre les NTs disposés à la surface du substrat à proximité du disque. La zone 2 montre un couplage avec des NTs disposés cette fois-ci à la surface du disque et toujours à proximité du bord de celui-ci. Enfin, la zone 3 met en évidence un couplage entre un guide

et un disque (distants de 100 μm pour éviter tout couplage direct entre elles) via une connexion de NTs. Cette configuration s'explique par un couplage entre les NTs de proche en proche. Des images obtenues par mesure d'intensité du champ lointain (*micro-beam profiler*) ont été réalisées sur un NT et un NF unique. Elles montrent le fort confinement du champ le long de ceux-ci.

Pour compléter ces travaux expérimentaux, le comportement modal de telles nanostructures a été étudié par une approche théorique. Les caractéristiques de propagation ont été obtenues en résolvant les équations de propagation déduites des équations de Maxwell. Concernant les NFs, nous nous sommes appuyés sur la théorie bien connue des fibres deux couches¹⁰, tandis que pour les NTs, nous avons utilisé un formalisme récemment développé¹¹. Ces études mènent à la même conclusion : un comportement monomode HE_{11} est pressenti pour les deux morphologies étudiées ici.

4. CONCLUSION

En conclusion, la propagation optique dans des nanotubes et nanofils organiques a été démontrée par une approche expérimentale couplée à une étude théorique. La méthode de *wetting template* permet la fabrication de nanostructures tubulaires ou filaires en accord avec la viscosité du SU8 utilisé. L'intégration de ces nanostructures sur une puce constituée de réservoirs-disques organiques présentant un fort champ évanescent a permis la mise en évidence du couplage optique nano-micro-structures. En outre une cartographie d'intensité de champ confirme le confinement du champ le long d'un NT et NF unique. Enfin, l'approche théorique prédit un comportement monomode HE_{11} . Ces résultats sont prometteurs étant donné le fort potentiel de nanostructures 1D en nanophotonique.

REFERENCES

-
- [1] Kuykendall T. *Nature Mat.* **2007**, 6, 951.
 - [2] Yan R.; Gargas D.; Yang P. *Nature Phot.* **2009**, 3, 569.
 - [3] Xing X.; Zhu H.; Wang Y.; Li B. *Nanolett.* **2008**, 8, 2839
 - [4] Fenwick, O.; Bozec, L.; Credgington, D.; Hammiche, A.; Lazzarini, G. M.; Silberberg, Y. R.; Cacialli, F. *Nat. Nanotechnol.* **2009**, 4, 664
 - [5] Hu, Z.; Muls, B.; Gence, L.; Serban, D. A.; Hofkens, J.; Melinte, S.; Nysten, B.; Demoustier-Champagne, S.; Jonas, A. M. *NanoLett.* **2007**, 7, 3639
 - [6] Di Benedetto, F.; Camposeo, A.; Pagliara, S.; Mele, E.; Persano, L.; Stabile, R.; Cingolani, R.; Pisignano, D. *Nat. Nanotechnol.* **2008**, 3, 614
 - [7] Steinhart M.; Wendorff J.H.; Greiner A.; Wehrspohn R.B.; Nielsch K.; Schilling J.; Choi J.; Gösele U. *Science* **2002**, 296, 1997.
 - [8] Massuyeau F.; Duvail J.L.; Lorcy J.M.; Lefrant S.; Wery J.; Faulques E. *Nanotechnol.* **2009**, 20, 155701.
 - [9] Nishihara H.; Haruna M.; Suhara T. *optical integrated circuits*, MacGrow-Hill Publishing Co, **1989**, 43
 - [10] Snyder A. W.; Love D. *Optical waveguide theory*, London : Chapman and Hall, **1983**
 - [11] Duval D.; Bêche B. *J. Opt.* **2010**, 12, 075501

MODÉLISATION D'UN LASER MODULATEUR INTEGRE À MODULATION DUALE (D-EML)

KECHAOU Khalil¹, ERASME Didier¹, THEDREZ Bruno¹, GRILLOT Frédéric^{1,4}, AUBIN Guy², KAZMIERSKI christophe³

¹Institut TELECOM, TELECOM ParisTech, CNRS LTCI, 46 Rue Barrault, 75634 Paris,

²Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, Route de Nozay, 91460 Marcoussis,

³III-V Lab, laboratoire commun d'Alcatel-Lucent Bell LabsFrance', 'Thales Research and Technology' et 'CEA Leti', Route de Nozay, 91460 Marcoussis

⁴Université Européenne de Bretagne, Laboratoire CNRS FOTON, Institut National des Sciences Appliquées, 20 av. des Buttes de Coësmes, 35043 Rennes

kechaou@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

Le développement d'un nouveau modèle de D-EML basé sur les analyses indépendantes d'un laser DFB et d'un modulateur EAM a permis d'étudier le phénomène de déviation en fréquence et sa contribution à l'augmentation de la portée en situation de modulation duale à 10 Gb/s.

MOTS-CLEFS : *D-EML ; chirp ; DFB ; EAM*

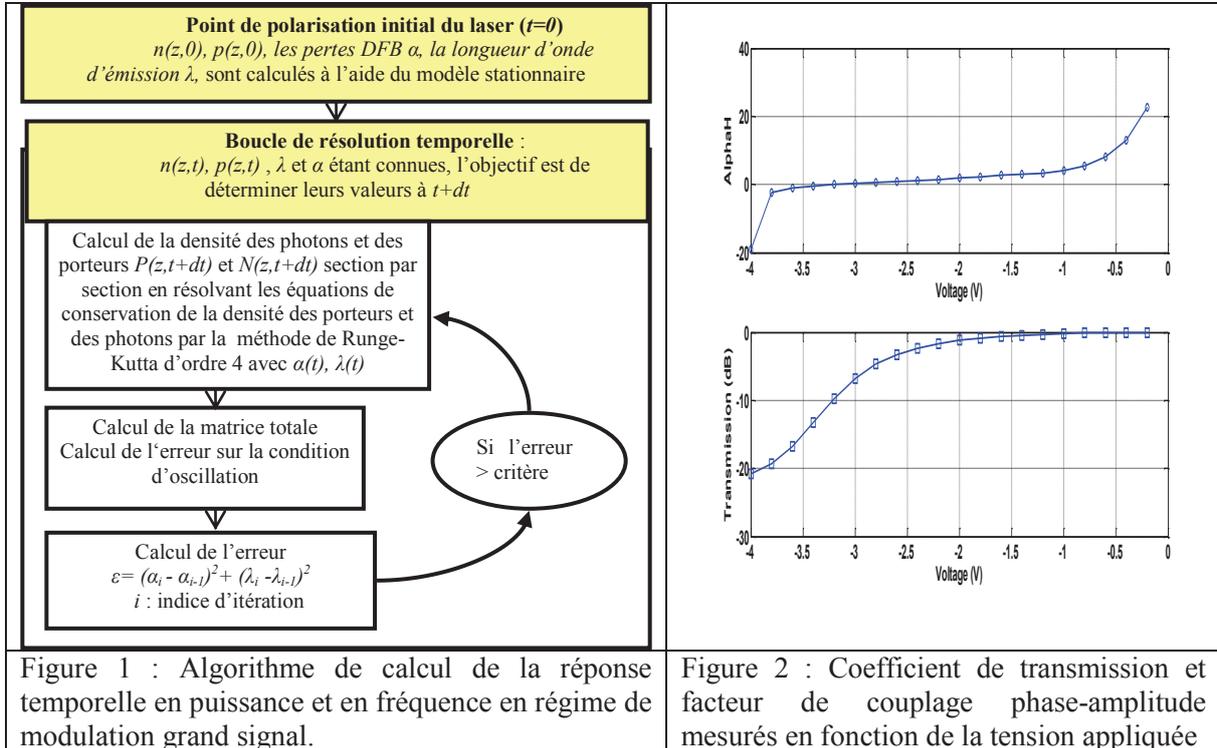
I. INTRODUCTION

Le déploiement actuel des services FTTH et le développement des sources optiques adaptées ont fait apparaître plusieurs contraintes associées à l'augmentation de débit et de portées, à la réduction des coûts, voire à l'introduction de nouvelles modulations. Dans ce cadre, une technique associée aux sources ELM (laser-modulateur à électroabsorption intégrés) et nommée modulation duale a été proposée. Elle consiste à moduler électriquement par deux signaux séparés le laser et le modulateur afin d'ajuster par un contrôle des amplitudes de modulation, les dérives en fréquence du laser et du modulateur et permettre ainsi d'augmenter la portée de la transmission par fibre optique [1]. C'est sur la base de cette technique que le D-EML (laser modulateur intégré à modulation duale) a été conçu.

II. DESCRIPTION DU MODÈLE

Les influences croisées entre les deux composants du dispositif (contre-réaction, fuite électrique, saturation de l'absorption, échauffement) étant faibles pour les composants étudiés dans leurs conditions de fonctionnement normal, deux modèles indépendants pour le laser DFB et pour le modulateur à électroabsorption (EAM) ont été développés. Les performances recherchées pour le laser, sont la rapidité en modulation et la présence d'un chirp élevé. Il est modélisé en exploitant le formalisme des matrices de transfert (TMM) [2]. Le laser est une structure DFB à dix puits quantiques, de longueur 150 μm ayant un facteur de couplage κL supérieur à 1,2 et un courant seuil de l'ordre de 5 mA. La simulation prend en compte un modèle logarithmique du gain ainsi que des pertes internes fonction de la densité des porteurs qui englobent les pertes de propagation, les fuites dans les couches *InP* et *SCH* et les pertes par diffraction dues aux inhomogénéités technologiques. La condition d'oscillation au seuil est calculée par une méthode de prédiction-corrrection [2]. L'analyse statique au-dessus du seuil utilise une méthode de calcul rapide développée par Orfanos [3] tenant compte de la distribution longitudinale de la densité des porteurs, des photons et d'indice de réfraction effectif ainsi que la variation du chirp adiabatique pour chaque courant. Nous avons étendu le programme au fonctionnement dynamique de façon à calculer les effets transitoires lorsque le laser est soumis à une variation rapide de son courant d'injection. La figure 1 montre la méthode numérique de résolution temporelle inspirée par la méthode de calcul statique des modes

au-dessus du seuil. Le modèle développé de l'EAM est basé sur les mesures expérimentales du coefficient de transmission T , du facteur de couplage phase-amplitude α_H et de sa bande passante en fonction de la tension appliquée (figure 2). La puissance à la sortie du modulateur et la déviation transitoire de fréquence sont données donc par [4]: $P_{out} = P_{in}T$ et $\frac{\partial \nu(t)}{\partial t} = \frac{\alpha_H}{4\pi} \frac{\partial \ln(T)}{\partial t}$.



III. RESULTATS ET DISCUSSION

Pour mettre en évidence les apports de la modulation duale à 10 Gb/s en terme d'augmentation de la portée tels que démontrés expérimentalement [5,6], nous avons mis l'accent sur l'effet de prechirping des D-EMLs. Nous avons appliqué, dans un premier temps une modulation de type 0-0-1-0-0 sur le laser et le modulateur isolément. Le laser est polarisé à 37 mA avec un courant de modulation de 6 mA (Fig 3 a et b) et le modulateur à -2.7 volts avec une excursion de 2 volts (Fig 3 c et d). En un deuxième temps, nous avons modulé simultanément le laser par la séquence inversée (« Datarbar ») (1-1-0-1-1) et le modulateur par la séquence « Data » (0-0-1-0-0). Pour nous approcher des conditions expérimentales, nous appliquons un décalage de 20 ps entre les deux modulations. Le chirp du laser (figure 3 a) présente une excursion d'environ 5 GHz (i.e. chirp adiabatique de l'ordre de 0.83 GHz/mA) qui satisfait la « relation de Binder » entre la modulation FM et AM nécessaire à la réduction du contenu spectral d'une bande latérale [7]. La figure 3 d montre un taux d'extinction de l'ordre de 18 dB.

Avec la modulation duale (figure 3.e et 3.f), la déviation en fréquence est gouvernée par le laser et la modulation d'amplitude par le modulateur. Ceci nous place dans des conditions favorables de prechirping. En effet, la modulation duale produit ainsi un signal ayant un chirp négatif lors de la montée et positif lors de la descente, ce qui dans le régime de propagation anormal des fibres optiques standards à 1,5 μm évite l'étalement temporel du signal, apportant une justification à l'augmentation de la portée [5,6] et complétant l'analyse par simulation rapportée dans la littérature[8].

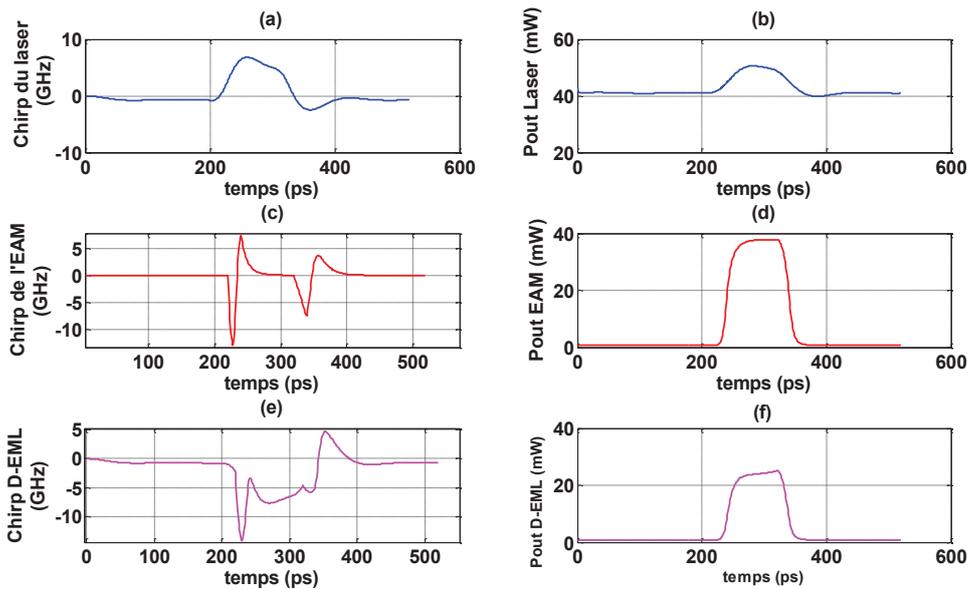


Figure 3 : Variation du chirp et de la puissance de sortie du laser, du modulateur et du D-EML

CONCLUSION

Nous avons développé un modèle d'un D-EML composé des modèles séparés d'un laser DFB et d'un EAM. La comparaison du chirp simulé du laser et du modulateur par rapport à celui du D-EML montre l'aptitude du modèle à simuler la double modulation et optimiser la contribution du prechirping à 10 Gb/s. Notamment, nous démontrons des conditions d'utilisation du D-EML à 10 Gb/s en termes de courant de polarisation, de décalage entre les deux séquences, d'excursion en tension etc. Le concept et les simulations pourront s'appliquer à des débits supérieurs. Les composants D-EMLs existants présentent cependant des limitations en bande passante et en chirp adiabatique des lasers (jusqu'à 1GHz/mA) qui peuvent limiter leur débit maximal en modulation duale. Ces limitations seront étudiées dans le projet ANR-MODULE qui développe des nouveaux concepts de composants pour la modulation duale à 25 et 40Gb/s sur la base de nos outils de simulation.

RÉFÉRENCES ET REMERCIEMENTS

- [1]: Kim,H et al, "A Novel Way to Improve the Dispersion-Limited Transmission Distance of Electroabsorption Modulated Lasers", IEEE photonics technology letters, Vol.18, No.8 (2006)
- [2]: Bissessur,H " Etude des non-linéarités dans les lasers à contre-réaction distribuée", Thèse de doctorat, Télécom Paris, France, 1994
- [3]: Orfanos,I et Sphicopoulos,T "A tractable Above-Threshold Model for Design of DFB and phase-Shifted DFB Lasers" IEEE Quantum electronics, vol. 27,NO.4, APRIL 1991
- [4]: Devaux, F "Optimum prechirping conditions of externally modulated laser for transmission on standard fiber", IEE Proc-Optoelectron., Vol.141, No.6 (1994)
- [5]: Petit, J et al, « Enhanced 10-Gb/s NRZ Transmission Distance using Dual Modulation of an integrated Electro-absorption Modulated Laser Transmitter » Proc.OFC'09 OThG2 (2009).
- [6]: Hasebe,K et al, " Directly Frequency Modulated DFB Laser Integrated with EA modulator for Extended Transmission Reach"Th.9.D.5 ECOC 2010.
- [7]: Binder,J et al, "10 Gbits/s-Dispersion Optimized Transmission at 1,55 μ m Wavelength on Standard Single Mode Fiber", IEEE photonics technology letters, Vol.6, No.4 (1994)
- [8]: Anfray,T et al, " Simulations de performances à 10Gbps d'un laser contrôlé en chirp associé à un modulateur électroabsorbant pour l'augmentation des distances de transmission sans compensation de dispersion chromatique ", PLUMEE Limoge juin 2011

Ce travail est financé dans le cadre du projet ANR-VERSO : MODULE.

PERFORMANCES DES SOA SUR UNE LARGE BANDE PASSANTE OPTIQUE DANS UN SYSTEME DE TRANSMISSION OPTIQUE CO-OFDM

Hamidreza Khaleghi, Pascal Morel, Ammar Sharaiha, Thierry Rampone, Mikael Guégan

UEB, École Nationale d'Ingénieurs de Brest (ENIB), Laboratoire RESO (EA3380),
CS 73862, 29238 Brest, France.
Courriel: khaleghi@enib.fr

RÉSUMÉ

Dans cette communication, nous présentons une étude de l'influence des amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA) sur un système de transmission optique CO-OFDM. Cette étude est réalisée par simulation sur une large bande passante optique. Nous évaluons la qualité du signal par l'intermédiaire de son erreur vectorielle d'amplitude (EVM : *Error Vector Magnitude*), en prenant en compte les principaux paramètres du SOA — comme le facteur de couplage phase-amplitude, la puissance de saturation et le facteur de bruit — qui influencent les effets non-linéaires et plus particulièrement le mélange à quatre ondes (FWM : *Four Wave Mixing*).

MOTS-CLEFS : *Amplificateur optique à semi-conducteur (SOA) ; Couplage phase-amplitude ; OFDM Optique Cohérent ; Mélange à quatre ondes (FWM).*

1. INTRODUCTION

La transmission de données sur de longues distances nécessite l'amplification des signaux optiques. Un des candidats potentiels est l'amplificateur optique à semi-conducteurs (SOA) grâce à sa large bande passante optique, qui est essentielle pour des systèmes WDM. Dans le contexte des transmissions optiques à très haut débit, l'emploi de formats OFDM (*Orthogonal Frequency Division Multiplexing*) a été proposé, comme par exemple le format CO-OFDM (*Coherent-Optical OFDM*), comme une technique prometteuse pour les réseaux à très haut débit [1]. Cependant, comme ce type de format peut présenter une sensibilité aux effets non linéaires et que le SOA intrinsèquement, à cause de sa dynamique de gain rapide, en présente de nombreux tels que la modulation croisée du gain (XGM), la modulation croisée de la phase (XPM), le mélange à quatre ondes (FWM) et le couplage phase-amplitude, on peut naturellement se poser la question de l'impact de l'amplification par le SOA sur la qualité des données transmises.

Dans ce qui suit, nous étudions les performances des SOA insérés dans une chaîne de transmission CO-OFDM (*Coherent Optical OFDM*), et ce, sur une large bande passante optique. Nous étudions plus précisément l'influence de l'ensemble des effets non-linéaires et du facteur de bruit (NF : *Noise Factor*) sur la qualité des signaux amplifiés par un SOA.

2. PRINCIPE ET RÉSULTATS DE SIMULATION

Le modèle de SOA utilisé dans cette étude est un modèle temporel large bande [2] qui permet de simuler un SOA d'un gain optique de 20 dB à 1510 nm. La modélisation du SOA, qui prend en compte toutes ses non-linéarités, est insérée dans une chaîne de simulation d'un système CO-OFDM optique [3].

La Figure 1 donne les évolutions en fonction de la longueur d'onde sur une large bande passante optique des principaux paramètres du SOA qui peuvent affecter la qualité du signal et les non-linéarités. Les résultats de simulation obtenus concordent avec les résultats expérimentaux rapportés dans la littérature [2,4]. Nous remarquons à partir des évolutions présentées que le facteur de bruit NF (Figure 1(a)) et la puissance de saturation (Figure 1(b)) s'améliorent lorsque la longueur

d'onde augmente tandis qu'au contraire le facteur de couplage phase-amplitude effectif (α_H) (Figure 1(b)) augmente et va renforcer les non-linéarités comme le FWM.

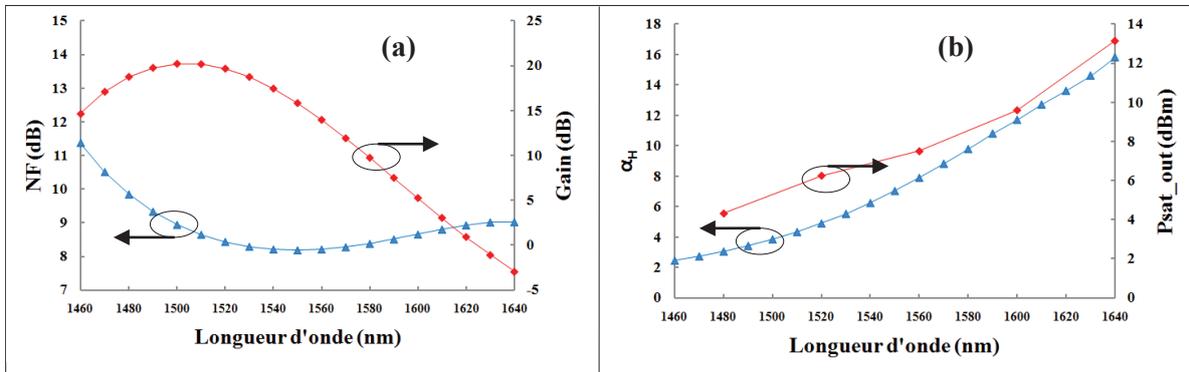


Figure 1 (a) : Gain optique et NF ; (b) : Facteur de couplage phase-amplitude (α_H) et Puissance de saturation à la sortie du SOA. (a) et (b) sont donnés en fonction de la longueur d'onde du signal optique injecté dans le SOA. Le courant d'alimentation vaut 200mA et la puissance d'entrée -20dBm.

Pour évaluer les performances du signal reçu, nous étudions l'EVM qui mesure la différence vectorielle relative à un instant donné entre le signal de référence idéal et le signal reçu. La Figure 2 montre les tracés de l'EVM, du gain optique et des spectres optiques associés (non-linéarités de type FWM) en fonction de la longueur d'onde du signal injecté dans le SOA. L'EVM est calculée pour un signal OFDM présentant un débit de données de 100 Gb/s et formé par 32 sous-porteuses ayant chacune un format de modulation QPSK.

Pour analyser l'influence du FWM nous utilisons un signal avec 2 sous-porteuses non modulées ayant un écart fréquentiel de 1,6 GHz qui correspond à l'intervalle entre les deux sous-porteuses voisines du signal QPSK-OFDM. La puissance optique injectée à l'entrée du SOA est égale à -20 dBm.

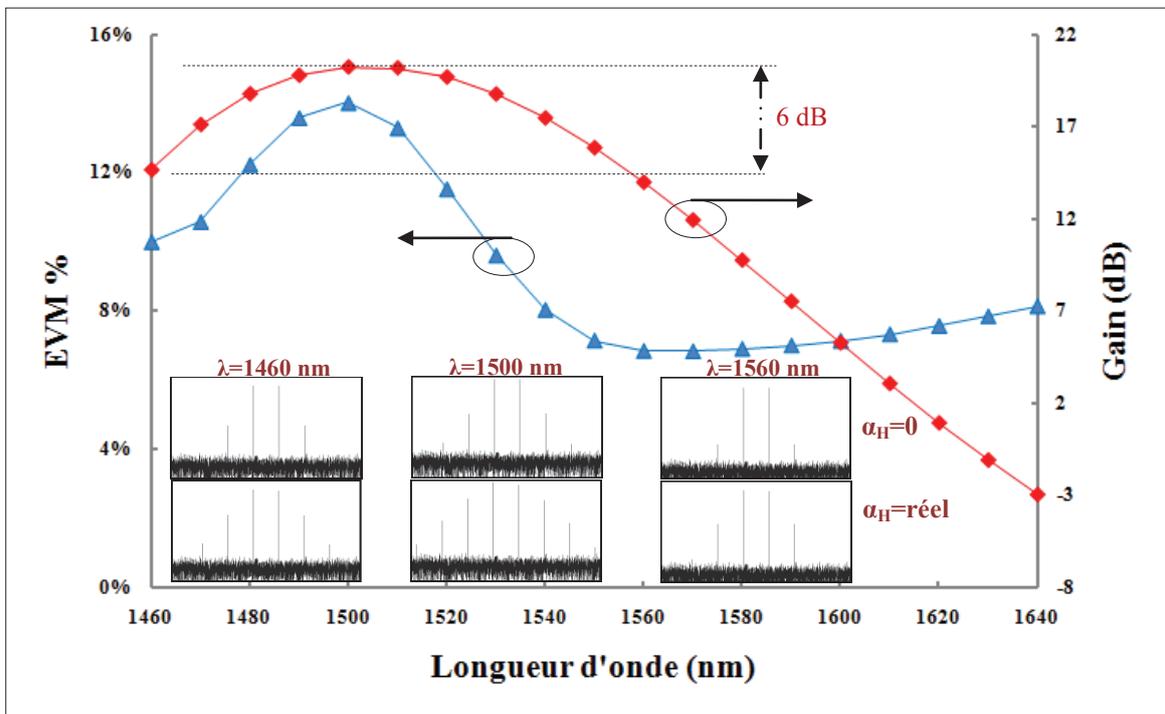


Figure 2 : EVM, gain optique et spectres du FWM pour un signal QPSK CO-OFDM comportant 32 sous-porteuses. Le courant d'alimentation vaut 200mA et la puissance d'entrée -20dBm.

Nous constatons que l'EVM aux extrémités gauche et droite de la bande passante du SOA est bien plus faible que celle obtenue dans le milieu de la bande passante. Ceci est dû au faible gain et par conséquent au faible FWM. Pour analyser précisément l'effet du couplage phase-amplitude sur le FWM, nous avons présenté sur la figure 2 les spectres montrant le FWM obtenu sur la longueur d'onde du pic du gain et sur les longueurs d'onde se situant à -6 dB du gain maximal et ce, dans deux situations : avec $\alpha_H=0$ et α_H réel. Nous constatons à partir de ces résultats qu'une faible valeur de α_H pour les faibles longueurs d'onde, et qu'une forte puissance de saturation pour les grandes longueurs d'onde, diminuent l'effet du FWM.

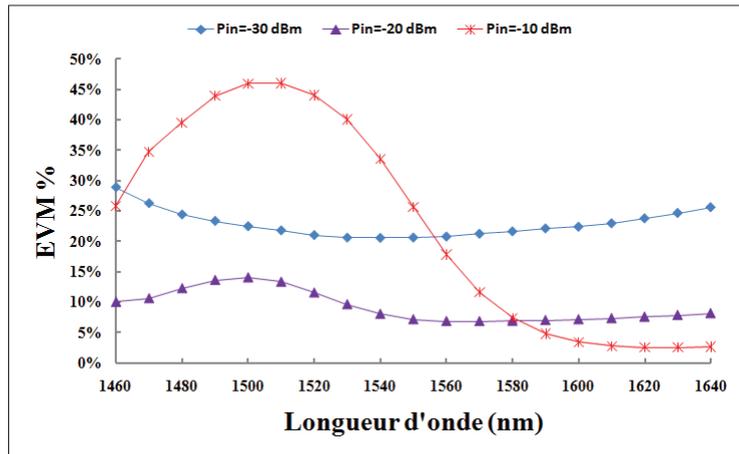


Figure 3 : EVM d'un signal QPSK CO-OFDM comportant 32 sous-porteuses en fonction de la longueur d'onde pour trois puissances injectées dans le SOA (-30, -20, -10 dBm).

La Figure 3 présente l'évolution de l'EVM en fonction de la longueur d'onde, paramétrée par la puissance injectée dans le SOA (-30, -20, -10 dBm). Il est intéressant de noter que le comportement du SOA évolue avec la puissance du signal injecté, et que la forme spectrale change en fonction de la puissance du signal. À faible puissance, l'EVM reproduit quasiment le NF du composant. À moyenne puissance, l'EVM diminue, ce qui traduit une amélioration de la qualité du signal transmis, due à l'amélioration du rapport signal sur bruit sans atteindre le régime de saturation. À forte puissance injectée, l'EVM augmente considérablement dans la bande passante du SOA, due à la forte présence des termes de mélanges créés par le FWM.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Nous avons analysé dans ce travail la transmission et l'amplification par un SOA d'un signal CO-OFDM sur une large bande passante optique. Nous avons montré que l'influence du SOA sur la qualité du signal OFDM amplifié dépend fortement de la longueur d'onde et de la puissance du signal injecté. La suite de ce travail consistera à réaliser expérimentalement cette chaîne de transmission CO-OFDM à haut débit afin de comparer les résultats obtenus par les simulations.

REFERENCES

- [1] W. Shieh, I. Djordjevic, "OFDM for Optical Communications", 1st ed., Academic Press, 2009.
- [2] P. Morel, A. Sharaiha, "Wideband Time-Domain Transfer Matrix Model Equivalent Circuit for Short Pulse Propagation in Semiconductor Optical Amplifiers", *Journal of Quantum Electronics*, vol. 45, no. 2, pp. 103-116, February 2009.
- [3] H. Khaleghi, P. Morel, T. Rampone, A. Sharaiha, M. Guégan, "Simulation d'une chaîne de transmission de signaux optiques OFDM amplifiés par des SOA pour des systèmes à réception cohérente", *29^{èmes} Journées Nationales d'Optique Guidée*, octobre 2010, Besançon-France.
- [4] L. Occhi, "Semiconductor Optical Amplifiers made of Ridge Waveguide Bulk InGaAsP/InP: Experimental Characterization and Numerical Modeling of Gain, Phase, and Noise", *thèse de doctorat*, ETH Zurich Switzerland, 2002.

DÉPENDANCE EN TEMPÉRATURE DE LA LONGUEUR D'ONDE DE DISPERSION NULLE D'UNE FIBRE MICRO-STRUCTURÉE

A. Kudlinski*, R. Habert, G. Beck, L. Bigot, A. Mussot

PhLAM/IRCICA, Université Lille1, CNRS UMR8523/USR3380, 59658 Villeneuve d'Ascq, France

*alexandre.kudlinski@univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons des résultats expérimentaux relatifs au suivi de l'évolution avec la température de la longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre micro-structurée. Les mesures sont réalisées à l'aide d'une méthode simplifiée basée sur un processus de mélange à quatre ondes d'ordre 4, obtenu en travaillant en région de dispersion faiblement normale. Les résultats montrent que la longueur d'onde de dispersion nulle se décale avec la température à un taux de 35 ± 7 pm/°C.

MOTS-CLEFS : *Fibres micro-structurées; dispersion chromatique*

1. INTRODUCTION

Il est connu que l'indice de réfraction des verres de silice croît avec la température [1]. Dans les fibres optiques standards fabriquées à partir de tels verres, la dispersion chromatique de vitesse de groupe (DVG) dépend donc de la température et cette dépendance est aussi liée au profil d'indice de réfraction du cœur [2]. Ainsi, il a été montré que la variation de la longueur d'onde de dispersion nulle (ZDW : zero dispersion wavelength) est comprise entre 30 et 60 pm/°C [3, 4], suivant le type de fibre considéré. Parallèlement, plusieurs équipes ont mis à profit les propriétés thermiques de DVG pour contrôler des effets non-linéaires [5, 6], et notamment les processus accordés en phase qui sont très sensibles à la DVG.

La motivation du travail proposée ici est liée au fait que, à notre connaissance, l'impact de la température sur le ZDW de fibres micro-structurées (FMS) n'a jamais été étudié. Nos mesures sont effectuées en utilisant une méthode simplifiée basée sur un processus de mélange à quatre ondes d'ordre 4. La dépendance thermique du ZDW déduite de ces mesures est présentée pour une gamme de températures variant de la température ambiante et 250°C.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

La méthode mise en œuvre pour mesurer le ZDW a été récemment décrite dans la Ref. [7]. Elle consiste à injecter successivement deux lasers légèrement décalés en longueur d'onde λ_{p1} et λ_{p2} dans la fibre en zone de DVG normale, puis à mesurer les longueurs d'ondes anti-Stokes (AS) λ_{AS1} et λ_{AS2} générées par mélange à quatre ondes d'ordre 4 [8]. Le ZDW est ensuite déduit des Eq. (3) et (4) de la Ref. [7]. Cette méthode est efficace et simple, puisqu'elle ne requiert la mesure que d'un seul spectre de mélange à quatre ondes pour chacun des deux lasers de pompe, sans nécessiter la connaissance de la puissance de pompe ni du coefficient non-linéaire de la fibre.

La photographie de la FMS prise au microscope électronique à balayage (MEB) est présentée sur la Fig. 1a. La fibre a été conçue pour présenter un ZDW légèrement supérieur à 1064 nm. Sa gaine micro-structurée est caractérisée par un pas Λ de 4.05 μm et un diamètre de trou relatif, d/Λ , de 0.48 (avec d le diamètre des trous). L'encart de la Fig. 1b montre la courbe de DVG calculée, qui présente un ZDW à 1087 nm. Le coefficient non-linéaire, γ , calculé est d'environ 7.5 $\text{W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ à 1064 nm. La courbe d'accord de phase calculée pour un déphasage non-linéaire $2\gamma P$ de 1.5 m^{-1} (où P désigne la puissance crête de pompe) est tracée sur la Fig. 1b, pour la partie AS étudiée ici. Cette courbe montre que l'injection d'un laser à 1064 nm génère une radiation AS vers 800 nm.

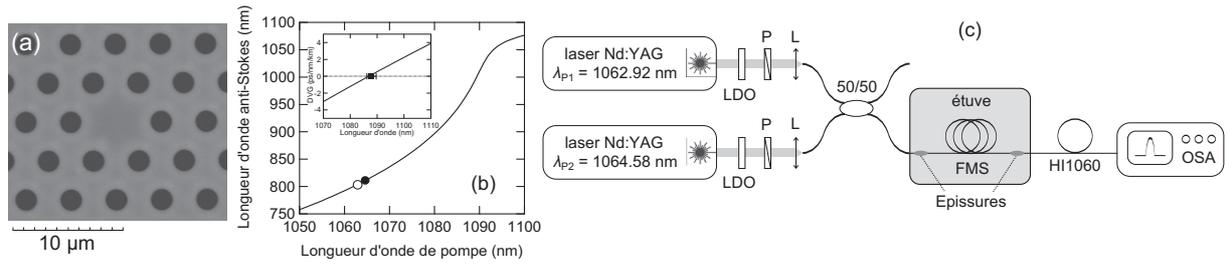


FIGURE 1 : (a) Image MEB de la FMS. (b) Courbe d'accord de phase calculée à température ambiante pour un déphasage non-linéaire de 1.5 m^{-1} (trait plein), et longueurs d'onde AS mesurées pour les longueurs d'onde de pompe $\lambda_{p1} = 1062.92 \text{ nm}$ (cercle vides) et $\lambda_{p2} = 1064.58 \text{ nm}$ (cercle plein) à température ambiante. Encart : courbe de DVG calculée (trait plein) et ZDW déduit de la mesure (carré plein). (c) Dispositif expérimental : LDO : lame demi-onde, P : polariseur, L : lentille.

La Fig. 1c présente un schéma du dispositif expérimental. Les deux lasers de pompe utilisés sont des micro-lasers polarisés linéairement émettant des impulsions de 850 ps à $\lambda_{p1} = 1062.92 \pm 0.05 \text{ nm}$ à une cadence de 10 kHz, et de 600 ps à $\lambda_{p2} = 1064.58 \pm 0.05 \text{ nm}$ à 7 kHz. Ils sont injectés dans les deux ports d'entrée d'un coupleur 50/50 à 1064 nm. L'un des ports de sortie est soudé à un échantillon de 2 m de FMS. La sortie de cette fibre est soudée à un cordon de fibre monomode à 1064 nm, afin d'enregistrer le spectre de sortie. La gaine polymère de la FMS a été enlevée sur toute sa longueur afin de pouvoir la chauffer sans l'endommager. Le tronçon entier de FMS et les deux soudures sont placées dans une étuve afin d'assurer une température uniforme sur tout le tronçon de fibre à caractériser.

3. RÉSULTATS ET DISCUSSION

Les expériences ont été effectuées pour une puissance crête fixe de 100 W injectée dans la FMS. Les cercles vides et pleins de la Fig. 1b correspondent aux longueurs d'onde AS mesurées à température ambiante pour des longueurs d'onde de pompe respectives de 1062.92 nm et 1064.58 nm. Elles sont localisées respectivement à 803.3 nm et 811.1 nm, en bon accord avec la courbe théorique (trait plein). Ces mesures correspondent à la longueur d'onde centrale λ_{AS} à la mi-hauteur du spectre AS, noté $\Delta\lambda_{AS}$. L'incertitude absolue sur la mesure de λ_{AS} est ici considérée comme étant égale à $\pm\Delta\lambda_{AS}/2$. L'incertitude correspondante sur le ZDW est estimée en calculant 10 000 couples $[\lambda_{AS1}, \lambda_{AS2}]$ aléatoires dans chaque intervalle $\pm\Delta\lambda_{AS}/2$, et en déduisant l'écart-type sur le ZDW déduit des Eq. (3) et (4) de la Ref. [7]. Pour ces calculs, l'incertitude sur les longueurs d'ondes de pompe est prise égale à la résolution du spectromètre, c'est-à-dire $\pm 0.05 \text{ nm}$. Le ZDW de la FMS déduit de ces mesures à température ambiante est ainsi estimé à $1088 \pm 1.7 \text{ nm}$ (carré plein en encart de la Fig. 1b), en excellent accord avec le calcul (représenté en trait plein), confirmant l'efficacité de cette méthode pour déterminer le ZDW.

En utilisant cette méthode, nous avons ensuite étudié la dépendance thermique du ZDW de la FMS. Pour cela, il est nécessaire de mesurer, pour chaque température étudiée, la longueur d'onde AS correspondant à chaque laser de pompe. Les résultats de ces mesures sont reportés sur la Fig. 2a en cercles vides pour $\lambda_{p1} = 1062.92 \text{ nm}$ et cercles pleins pour $\lambda_{p2} = 1064.58 \text{ nm}$. La longueur d'onde AS obtenue par mélange à quatre ondes diminue de façon linéaire lorsque la température augmente. Les lignes en tirets et pointillés correspondent aux régressions linéaires pour les longueurs d'onde de pompe respectives de 1062.92 nm and 1064.58 nm, et sont caractérisées par des pentes respectives de $-68.9 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ et $-75.8 \text{ pm}/^\circ\text{C}$. Pour chaque mesure, l'incertitude sur λ_{AS} a été déterminée par la méthode présentée précédemment (barres d'erreur sur la Fig. 2a). L'incertitude relative maximale vaut alors 0.25 %.

Le ZDW a ensuite été déduit des Eq. (3) et (4) de la Ref. [7] pour chaque température. Son évolution est représentée sur la Fig. 2b en carrés pleins, avec les barres d'erreur correspondantes. La Fig. 2b montre que le ZDW augmente linéairement avec la température, comme pour les fibres standards. La courbe en trait plein correspond à la régression linéaire, qui présente une pente de $35 \pm 7 \text{ pm}/^\circ\text{C}$. L'incertitude sur cette dernière mesure correspond aux droites de pentes extrêmes déduites graphiquement.

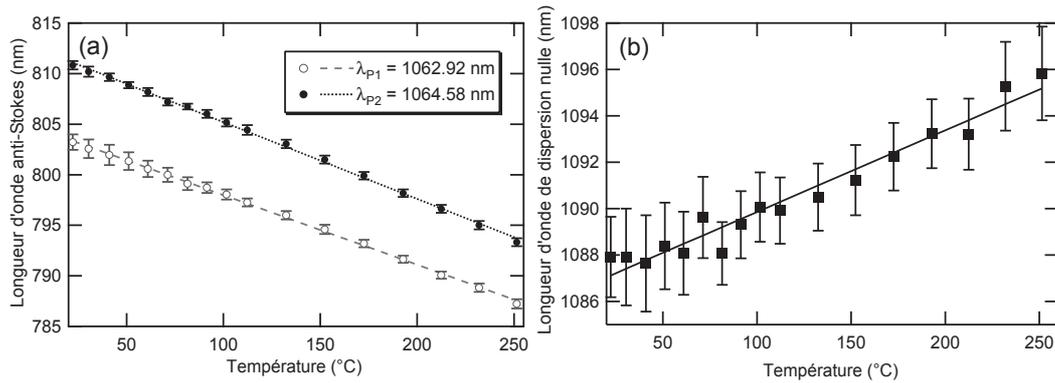


FIGURE 2 : (a) Dépendance thermique des longueurs d'onde AS pour les longueurs d'onde de pompe $\lambda_{p1} = 1062.92$ nm (cercles vides) et $\lambda_{p2} = 1064.58$ nm (cercles pleins). Les lignes en tirets et pointillés représentent les régressions linéaires correspondantes. (b) Dépendance thermique du ZDW, déduite de la méthode proposée dans la Ref. [7]. La courbe noire correspondant au meilleur ajustement linéaire.

CONCLUSION

Nous présentons une mesure de la dépendance thermique de la longueur d'onde de dispersion nulle d'une FMS air/silice, à l'aide d'une méthode simplifiée basée sur un processus de mélange à quatre ondes dégénéré d'ordre 4 [7]. Nous montrons que la longueur d'onde de dispersion nulle croît linéairement avec la température de la fibre, avec un taux de 35 ± 7 pm/°C. Cette information peut s'avérer particulièrement utile pour ajuster finement les propriétés dispersives des FMS dans le but d'optimiser, par exemple, les effets non-linéaires tels que les processus accordés en phase ou la génération de supercontinuum.

RÉFÉRENCES

- [1] J. Wray and J. Neu, "Refractive index of several glasses as a function of wavelength and temperature," *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 59, pp. 774–776, 1969.
- [2] T. Kato, Y. Koyano, and M. Nishimura, "Temperature dependence of chromatic dispersion in various types of optical fiber," *Opt. Lett.*, vol. 25, pp. 1156–1158, 2000.
- [3] K. Byron, M. Bedgood, A. Finney, C. McGauran, S. Savory, and I. Watson, "Shifts in zero dispersion wavelength due to pressure, temperature and strain in dispersion shifted singlemode fibers," *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 1712–1714, 1992.
- [4] J. Hansryd, F. Dross, M. Westlund, P. Andrekson, and S. Knudsen, "Increase of the SBS threshold in a short highly nonlinear fiber by applying a temperature distribution," *J. Lightwave Technol.*, vol. 19, pp. 1691–1697, 2001.
- [5] M. Ohashi, K. Kitayama, N. Shibata, and S. Seikai, "Frequency tuning of a Stokes wave for stimulated 4-photon mixing by temperature-induced birefringence change," *Opt. Lett.*, vol. 10, pp. 77–79, 1985.
- [6] K. Wong, M. Marhic, and L. Kazovsky, "Temperature control of the gain spectrum of fiber optical parametric amplifiers," *Opt. Express*, vol. 13, pp. 4666–4673, 2005.
- [7] M. Droques, B. Barviau, A. Kudlinski, G. Bouwmans, and A. Mussot, "Simple method for measuring the zero-dispersion wavelength in optical fibers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. to be published, 2011.
- [8] S. Pitois and G. Millot, "Experimental observation of a new modulational instability spectral window induced by fourth-order dispersion in a normally dispersive single-mode optical fiber," *Opt. Commun.*, vol. 226, pp. 415–422, 2003.

IMPACT DES FLUCTUATIONS D'INTENSITÉ DES SOURCES SUPERCONTINUUM BLANCHES SUR LA QUALITÉ DES IMAGES EN MICROSCOPIE DE FLUORESCENCE

D. Labat^{1,*}, A. Mussot¹, B. Barviau¹, A. Leray², C. Spriet², L. Héliot², A. Kudlinski¹

¹ PhLAM/IRCICA, Université Lille1, CNRS UMR8523/USR3380, 59658 Villeneuve d'Ascq, France

² IRI, Université Lille1, CNRS USR3078, 59658 Villeneuve d'Ascq, France

*damien.labat@ircica.univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Les sources supercontinuum offrent des propriétés spectrales intéressantes pour l'imagerie de fluorescence. Cependant, elles présentent des instabilités temporelles néfastes qu'il convient de contrôler. En effet, la réduction de ces fluctuations dans le visible permettrait d'améliorer sensiblement le rapport signal à bruit des images réalisées en microscopie de fluorescence par exemple. Nous montrerons que l'utilisation d'une source supercontinuum avec une fibre microstructurée effilée permet de pallier ce handicap.

MOTS-CLEFS : *Sources supercontinuum ; Microscopie de fluorescence*

1. INTRODUCTION

La microscopie confocale de fluorescence (MCF) permet la visualisation en trois dimensions d'éléments cellulaires marqués par des fluorophores. Ces marqueurs absorbent de la lumière visible dans une bande spectrale de quelques nanomètres à quelques dizaines de nanomètres, et émettent un signal de fluorescence caractérisé notamment par une longueur d'onde d'émission supérieure, en régime d'absorption linéaire. L'observation de ce phénomène par différents types de fluorophores, avec donc des bandes d'absorption propres à chacun, nécessite l'utilisation d'autant de lasers d'excitation, ce qui impose un encombrement matériel et un surcoût financiers importants. L'utilisation d'une source supercontinuum (SC) [1] permet de pallier ces handicaps car elle remplace à elle seule les différents lasers requis pour l'expérience d'imagerie. Toutefois, il a récemment été rapporté qu'elles présentent des instabilités temporelles dont l'origine est désormais relativement bien comprise [2]. Ces fluctuations pic à pic peuvent être analysées statistiquement et caractérisent la présence d'événements rares et intenses au fur et à mesure que l'on se rapproche des extrémités du spectre [3]. Ce type d'événements peut s'avérer critique en MCF dans le cas où ce train d'impulsions instables éclaire un à un les pixels constitutifs d'une image. Il en résulte sur celle-ci une diminution du rapport signal à bruit (RSB). Il a été démontré dans les travaux précédents que ces instabilités peuvent être fortement réduites dans le visible en générant le SC au sein de fibres microstructurées effilées [3]. L'objet de cette communication est de vérifier expérimentalement que ce gain de stabilité se retrouve dans un premier temps sur le signal de fluorescence et qu'il se traduit ensuite par l'amélioration de la qualité d'une image en MCF.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Nous avons utilisé deux fibres à cristal photonique (FCP) pompées par un micro-laser émettant à 1064 nm (600 ps, 7 kHz). L'une d'elle possède une section uniforme de 15 μm , et correspondra à la source dite "instable", alors que la seconde est effilée (section uniforme de 8 μm , suivie d'une variation quasi-linéaire de diamètre de 160 à 70 μm sur 7 m [3]) et correspondra à la source dite "stable". Leurs spectres respectifs sont représentés sur la Fig 1(b). Le dispositif expérimental utilisé pour la mesure des instabilités de fluorescence est schématisé sur la Fig. 1(a). Le fluorophore utilisé dans cette expérience, la GFP (green fluorescent protein), est excité à 480 nm en filtrant le SC par un filtre passe-bande bleu de 40 nm de largeur. Le signal de fluorescence résultant est ensuite séparé du signal d'excitation grâce à un filtre passe-bande vert centré à 520 nm et de 40 nm de largeur pour être analysé. La caractérisation temporelle est basée sur la méthode proposée dans la Ref. [4] où 10 000 impulsions successives de chacun

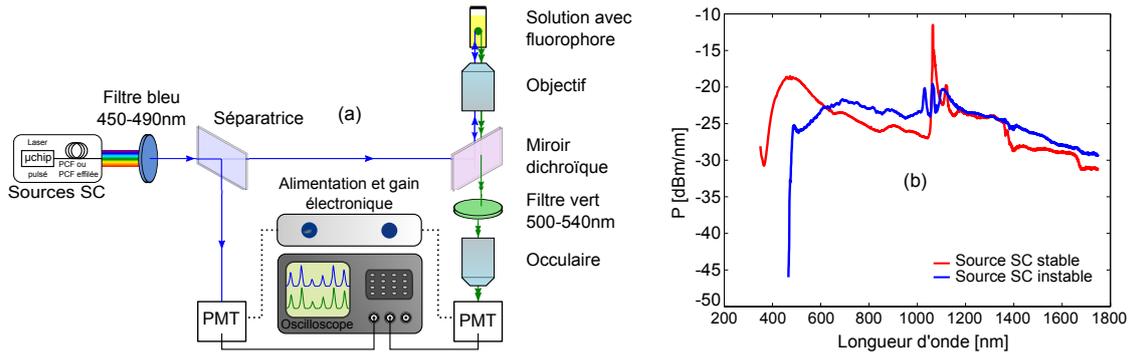


FIGURE 1 : (a) Dispositif expérimental de mesure. (b) Spectres des sources SC stable et instable.

des signaux (d’excitation et de fluorescence) sont enregistrées à l’oscilloscope au moyen de deux 2 photomultiplicateurs (PMT) identiques. Le pourcentage de variation d’amplitude, défini dans la Ref. [3], est $\sigma_f = (V_{max} - V_{min}) / (V_{max} + V_{min})$, où V_{max} et V_{min} désignent respectivement les amplitudes maximales et minimales d’au moins 10 des 10 000 impulsions enregistrées. Afin de suivre la corrélation des instabilités temporelles des signaux d’excitation et de fluorescence, nous avons fait légèrement varier la puissance d’entrée du SC pour chacune des deux sources de manière à voir apparaître des ondes scélérates. Le but dans la suite est de vérifier que ces événements rares se retrouvent effectivement sur le signal de fluorescence.

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

L’évolution des fluctuations temporelles σ_f est illustrée pour différentes puissances moyennes d’excitation des sources stable et instable sur la Fig. 2(e). Il apparaît clairement que, quelles que soient la source et la puissance moyenne d’excitation, la variation σ_f de fluorescence suit la même évolution et est du même ordre de grandeur que la variation σ_f d’excitation. Elle varie de 23 à 64 % pour la source instable alors qu’elle reste inférieure à 11 % pour la source stable [3]. Les Figs. 2(a) et (b) montrent quelques échantillons successifs des signaux d’excitation (bleu) et de fluorescence (vert) enregistrés pour une puissance moyenne d’excitation de $6 \mu W$ avec les sources SC stable et instable. Pour les deux sources, on voit distinctement que l’amplitude des signaux de fluorescence suit la même évolution que celle des signaux

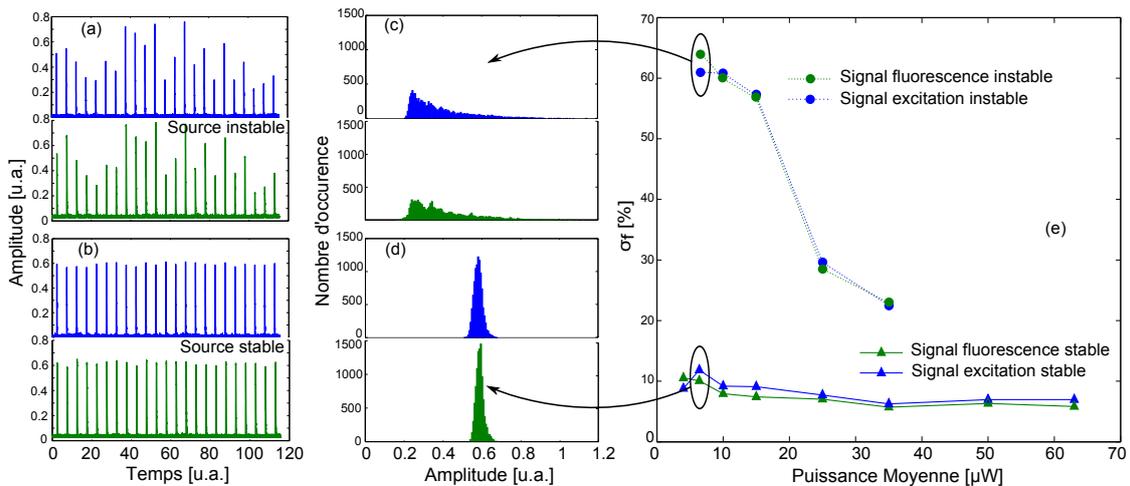


FIGURE 2 : (a),(b) Échantillons des signaux temporels d’excitation (bleu) et de fluorescence (vert) des sources instable (a) et stable (b). (c) et (d) Histogrammes correspondants affichant l’occurrence des niveaux d’amplitude des 10 000 impulsions. (e) Fluctuations pic à pic correspondantes en fonction de la puissance de pompe.

d'excitation. Les histogrammes correspondants aux Fig. 2(c) et (d) le confirment puisque les distributions statistiques correspondant aux signaux d'excitation et de fluorescence présentent la même forme, quelle que soit le type de source utilisée. Notons que dans le cas de la source instable (fibre uniforme), elle présente une dissymétrie, avec une allure en "L" caractéristique de la présence d'événements rares [2].

4. APPLICATION À L'IMAGERIE DE FLUORESCENCE

Nous présentons ici les premiers résultats d'imagerie obtenus sur un microscope commercial. Nous avons simplement remplacé les lasers de ce dispositif par chacune de nos sources SC et avons ensuite enregistré les images correspondant au même échantillon biologique. Elles sont représentées sur les Figs. 3(a) et (b), pour les sources instable et stable respectivement. L'image de la Fig. 3(b) correspon-

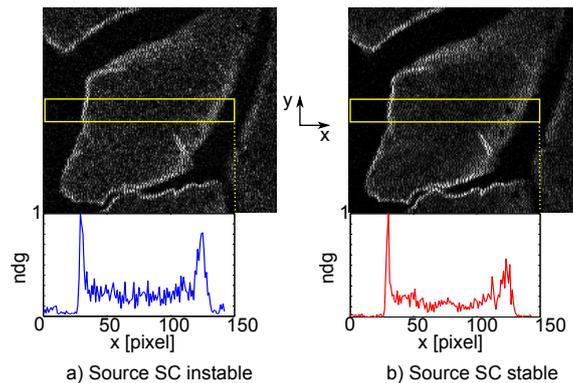


FIGURE 3 : (a) et (b) Exemples d'images de fluorescence obtenues avec les sources instable (a) et stable (b) avec le profil du niveau de gris moyen associé au rectangle jaune.

nant à la source d'excitation SC stable présente une meilleure qualité visuelle. Afin de quantifier cette différence, nous avons tracé dans chacun des cas le niveau de gris moyen normalisé (NDG) sur 9 pixels y en fonction de la distance x en pixel le long de la ligne centrale du rectangle jaune. On constate clairement que le NDG est davantage bruité sur la Fig. 3(a) (source instable), notamment entre les pixels x 35 et 110. Ces premiers résultats tendent à confirmer que l'utilisation de la source stable permet d'améliorer la qualité des images de fluorescence. La quantification approfondie de ces résultats est en cours d'étude et pourra être discutée au cours de la conférence.

CONCLUSION

Ainsi, nous venons de montrer l'intérêt de l'utilisation d'une source SC pour la MCF. Les instabilités temporelles inhérentes à ce type de source et critiques pour ce type de dispositif peuvent être fortement réduites en utilisant une FCP effilée. Nous avons également mis en évidence le report de ces instabilités sur le signal émis par un fluorophore et exploitons actuellement les premières images obtenues qui permettent une augmentation du RSB de ces images.

RÉFÉRENCES

- [1] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *Review of Modern Physics*, vol. 78, pp. 1135–1184, 2006.
- [2] D. R. Solli, C. Ropers, P. Koonath, and B. Jalali, "Optical rogue waves," *Nature*, vol. 450, pp. 1054–U7, 2007.
- [3] A. Kudlinski, B. Barviau, A. Leray, C. Spriet, L. Hélot, and A. Mussot, "Control of pulse-to-pulse fluctuations in visible supercontinuum," *Opt. Express*, vol. 18, pp. 27 445–27 454, 2010.
- [4] C. Lafargue, J. Bolger, G. Genty, F. Dias, J. M. Dudley, and B. J. Eggleton, "Direct detection of optical rogue wave energy statistics in supercontinuum generation," *Electron. Lett.*, vol. 45, pp. 217–218, 2009.

AMPLIFICATION A HAUTE ENERGIE DANS UNE FIBRE A BANDE INTERDITE PHOTONIQUE DOPEE YTTERBIUM

L. Lago^{1,2}, L. Lavoute^{3,4}, S. Février⁵, D. Gaponov⁵, M. E. Likhachev⁶, J.C. Chanteloup⁴, D. Penninckx¹, M. Douay², A. Mussot², E. Hugonnot¹, E. Cormier³

¹ Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives, CESTA, B.P. 2, 33114 Le Barp Cedex, France

² Université des Sciences et Technologies de Lille, IRCICA, FR CNRS 3024, Laboratoire PhLAM, UMR CNRS 8523, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

³ Université de Bordeaux-CNRS-CEA, UMR 5107, CELIA, 351 cours de la Libération, 33405 Talence, France

⁴ Ecole Polytechnique-CNRS-CEA, Laboratoire LULI, 91120 Palaiseau, France

⁵ Xlim, UMR CNRS 6172, 123 Av. Albert Thomas, 87060 Limoges, France

⁶ Fiber Optics Research Center, 38 Vavilov Street, Moscow, 119333, Russia

laure.lago@cea.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la démonstration d'un système laser produisant des impulsions nanoseconde de 1 mJ basé sur une fibre à bande interdite photonique de Bragg dopée aux ions ytterbium.

MOTS-CLEFS : *Amplificateur à fibres, Amplification ytterbium ; Fibre à bande interdite photonique, Fibre de Bragg*

1. INTRODUCTION

Depuis quelques années, on assiste à une amélioration constante des performances des systèmes lasers à base de fibres optiques [1]. Les résultats les plus marquants sont actuellement obtenus grâce à la technologie des fibres microstructurées qui ont permis de faire sauter plusieurs verrous technologiques. Par exemple, cette technologie permet de produire des fibres double-gaine dont la qualité spatiale du signal amplifié conserve un caractère monomode même pour des diamètres de cœur atteignant une centaine de micromètres [2]. Il faut toutefois noter qu'avec des tailles de cœur supérieures à une quarantaine de microns, les pertes par courbure deviennent très importantes et il est indispensable de maintenir les fibres rectilignes voire de les rigidifier (fibre « rod-type ») pour s'affranchir de ce problème. Bien que relativement courtes (environ 1 m), il est relativement difficile d'intégrer de telles fibres dans des architectures laser tout-fibrées et, à ce jour, il est encore nécessaire d'avoir recours au transport des faisceaux en espace libre. L'avantage majeur de ces fibres est leur capacité à générer ou amplifier des impulsions de très forte énergie [2]. En revanche, les avantages intrinsèques des fibres (compacité, robustesse, facilité d'utilisation) sont alors très fortement compromis. Toutefois, il a été récemment montré qu'en utilisant une architecture MOPA dans laquelle la forme temporelle dans le domaine nanoseconde peut être soigneusement contrôlée, il est possible d'amplifier des impulsions de fortes énergies au sein d'une fibre microstructurée souple [3]. Bien que souple, cette fibre reste tout de même délicate à intégrer dans un dispositif compact. En effet, la structure air/silice rend difficiles non seulement les opérations de soudure et de clivage mais également le fibrage lui-même.

Dans ce contexte, les fibres à bande interdite photonique de Bragg, entièrement constituées de silice, et composées d'un cœur bas-indice entouré de couches haut- et bas-indices alternées, présentent un intérêt indéniable [4]. En effet, leur structure tout-solide rend la fabrication de ces fibres totalement compatible avec les méthodes de fibrage traditionnelles et pourrait faciliter grandement les opérations d'intégration. Ce type de fibres offre une géométrie flexible présentant l'attrait d'un guidage monomode dans un cœur de grand diamètre [5]. L'efficacité de ces fibres a été

démontrée expérimentalement aussi bien en régime d'oscillation continu [5] et sub-picoseconde [6] ainsi qu'en régime d'amplification d'impulsions étirées [7]. Dans cette communication, nous montrons que les fibres à bande interdite photonique de Bragg sont également parfaitement adaptées à l'amplification de forte énergie (jusqu'à 1 mJ) en régime nanoseconde.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

L'architecture MOPA réalisée est constituée d'un injecteur, d'un pré-amplificateur et d'un étage amplificateur basé sur une fibre à bande interdite photonique de 40 μm de diamètre de cœur [5]. L'injecteur et le préamplificateur sont décrits de manière approfondie dans la référence [8]. Ils permettent d'obtenir des impulsions de quelques dizaines de micro-Joules dans la gamme nanoseconde à la longueur d'onde de 1053 nm. La forme temporelle des impulsions est contrôlée avec une précision de quelques centaines de ps, une grande dynamique et un excellent rapport signal sur bruit. La fréquence de répétition peut être ajustée du fonctionnement monocoup jusqu'à une cadence de 20 kHz. L'étage amplificateur est basé sur une fibre à bande interdite photonique de Bragg dopée ytterbium (Fig. 1(a)) de 4 m de long pompée en continu à 915 nm et contra-propagativement au signal avec une puissance de pompe maximum de 20 W. Enfin, pour limiter au maximum les phénomènes lasers parasites, la face de sortie de la fibre est clivée à environ 8° . Le signal est entièrement caractérisé (profil spatial en champ proche et en champ lointain, M^2 , profil temporel et profil spectral) à l'aide des diagnostics appropriés.

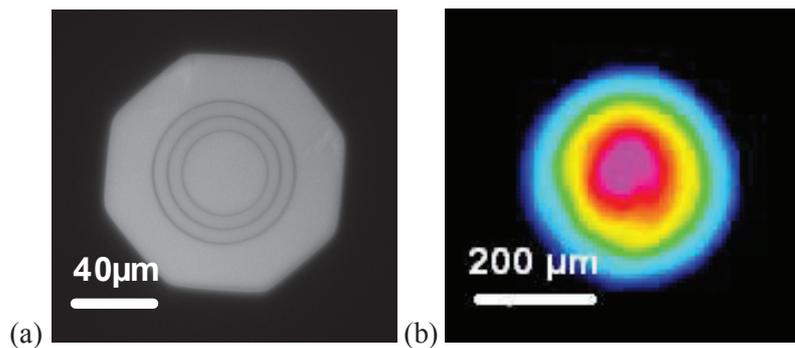


Fig. 1 : (a) Fibre à bande interdite photonique dopée ytterbium (b) Profil spatial en champ proche obtenu pour des impulsions de 970 μJ à 2 kHz

3. RESULTATS ET DISCUSSION

L'énergie par impulsion en fonction de la puissance de pompe est représentée sur la Fig. 2(a) pour plusieurs taux de répétition. Comme dans la référence [3], un profil temporel super-gaussien de durée 10 ns est visé en sortie d'amplificateur. Par conséquent, il est indispensable de pré-compenser la distorsion du signal induite par la saturation par le gain en ajustant la forme temporelle du signal injecté dans la fibre. Nous avons obtenu 0,97 mJ pour un faible taux de répétition (2 kHz) et pour 10 W de pompe. Comme on peut le voir sur la Fig. 1(b), le profil spatial du mode reste gaussien ($M^2=1,1$) même avec les très fortes puissances crêtes obtenues (de l'ordre de 100 kW). Par contre, étant donné que le diamètre de mode est relativement petit (26 μm), l'apparition d'effets non-linéaires (auto-modulation de phase et mélange à 4 ondes) est observée dès 700 μJ de signal. Au-delà de 10 W de puissance de pompe et pour une cadence de 2 kHz, un phénomène laser parasite apparaît malgré le clivage en angle, ce qui limite l'énergie qu'il est possible d'extraire de la fibre.

Pour des énergies et des puissances crêtes plus faibles, on peut voir sur les Fig. 2(b) et (c) que la forme temporelle reste relativement bien contrôlée et qu'un excellent rapport signal-sur-bruit est obtenu.

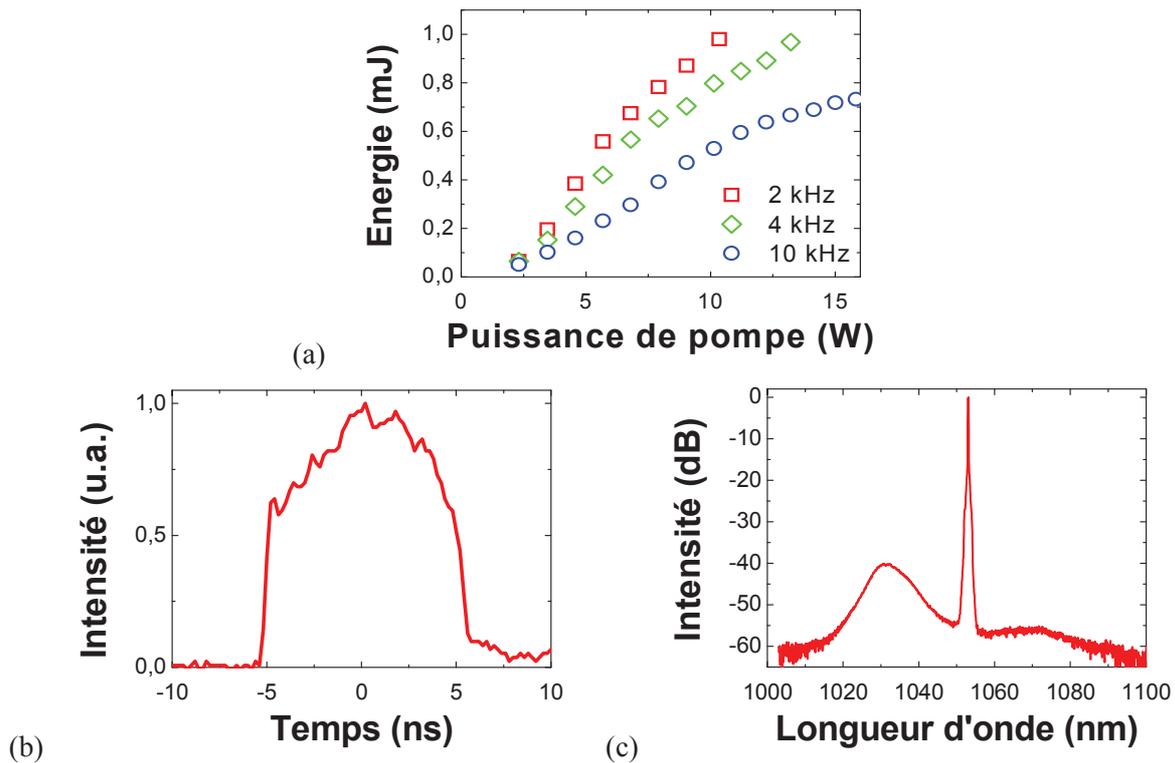


Fig. 2 : (a) Energie de sortie de l'amplificateur en fonction de la puissance de pompe pour plusieurs fréquences de répétition. (b) Forme temporelle et (c) spectre optique (en échelle logarithmique) obtenus en sortie de fibre pour une énergie de 638 μ J à une fréquence de répétition de 10 kHz

CONCLUSION

Pour conclure, nous avons montré qu'il est possible d'amplifier des signaux nanosecondes dans la gamme d'énergie du milli-Joule en utilisant une fibre à bande interdite photonique de Bragg dopée ytterbium. Cette nouvelle architecture de fibre devrait permettre une intégration plus aisée des amplificateurs haute énergie tout fibrés dans différentes architectures lasers et ces résultats constituent donc une première étape encourageante pour atteindre cet objectif.

REFERENCES

- [1] D.J. Richardson, J. Nilsson and W.A. Clarkson, *J. Opt. Soc. Am. B*, **27**, B63-B91 (2010)
- [2] T. Eidam, J. Rothhard, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, *Opt. Express* **19** (1) 255-260 (2011)
- [3] L. Lago, D. Bigourd, A. Mussot, M. Douay and E. Hugonnot, *Opt. Lett.* **36**, 5, 734-736 (2011)
- [4] S. Février, R. Jamier, J.M. Blondy, S.L. Semjonov, M.E. Likhachev, M.M. Bubnov, E.M. Dianov, V.F. Khopin, M.Y. Salganskii and A.N. Guryanov, *Opt. Express* **14**, 562-569 (2006)
- [5] D.A. Gaponov, S. Février, M. Devautour, P. Roy, M.E. Likhachev, S.S. Aleshkina, M.Y. Salganskii, M.V. Yashkov and A.N. Guryanov, *Opt. Lett.* **35**, 2233-2235 (2010)
- [6] C. Lecaplain, A. Hideur, S. Février and P. Roy, *Opt. Lett.* **34**, 2879-2881 (2009)
- [7] L. Daniault, D.A. Gaponov, M. Hanna, S. Février, P. Roy, F. Druon, P. Georges, M.E. Likhachev, M.Y. Salganskii, M.V. Yashkov, à paraître dans *Appl. Phys. B*. (2011)
- [8] L. Lago, A. Mussot, M. Douay and E. Hugonnot, *JOSA B* **27**, 11, 2231-2236 (2010)

AMPLIFICATEUR A FIBRE MONOMODE DOPEE Yb^{3+} POUR LA GENERATION DE SECONDE HARMONIQUE A 489NM

M. Laroche¹, C. Bartolacci¹, B. Cadier², H. Gilles¹, S. Girard¹, L. Lablonde² et T. Robin²

¹ *Equipe Lasers, Instrumentation Optique et Applications (LIOA)-Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP), UMR 6252 CEA-CNRS-ENSICAEN, Université de Caen, 6 Blvd Maréchal Juin, 14050 Caen cedex*

² *iXFiber, rue Paul Sabatier, 22300 Lannion*

mathieu.laroche@ensicaen.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons le principe d'une source laser à 489nm réalisée à partir d'un amplificateur à fibre monomode dopée Yb^{3+} pompé à 926nm par un laser à fibre dopée Nd^{3+} dans une configuration entièrement fibrée. Le pompage cœur d'une fibre dopée Yb^{3+} très courte (< 20cm) permet d'amplifier des impulsions nanosecondes à 978nm dans un faisceau limité par diffraction sans induire d'effets non-linéaires. Une puissance moyenne de 520mW a été générée à 489nm par doublage de fréquence dans un cristal périodiquement polarisé de MgO:LN.

MOTS-CLEFS : AMPLIFICATEUR À FIBRE ; YTTERBIUM ; IMPULSION NANOSECONDE ; GÉNÉRATION DE SECONDE HARMONIQUE.

1. INTRODUCTION

Les sources laser de puissance autour de 980nm sont aujourd'hui principalement développées pour le pompage des fibres dopées erbium et pour la génération de seconde harmonique dans le domaine spectral bleu/vert autour de 490nm. Pour ces applications, une qualité de faisceau proche de la limite par diffraction est souvent requise. Les lasers à semi-conducteur ne permettent alors pas d'atteindre des puissances supérieures à 1W en régime continu. D'autre part, en régime d'impulsions, les puissances crêtes générées sont également très faibles. La transition laser autour de 980nm de l'ion ytterbium dans les fibres en silice est une alternative très intéressante pour générer de fortes puissances. Une puissance record de 94W a récemment été obtenue à partir d'une fibre dopée Yb^{3+} microstructurée double-gaine à gros cœur de type rod [1]. Ce système nécessite cependant une puissance de pompage très élevée et ne permet pas d'utiliser une configuration entièrement fibrée. L'inversion de population nécessaire à l'émission laser à 980nm peut également être atteinte après un pompage cœur autour de 925nm d'une fibre dopée Yb^{3+} monomode standard. L'utilisation d'un laser Nd:YVO4 pour réaliser ce pompage a été démontrée par A. Bouchier et al. [2] et une puissance égale à 83mW à 489nm a été obtenue après doublage de fréquence.

Nous présentons ici l'étude et la réalisation d'une source laser en régime d'impulsion nanoseconde délivrant plus de 500mW à 489nm. L'architecture, de type MOPA (Master Oscillator – Power Amplifier) repose sur un amplificateur à fibre monomode dopée Yb^{3+} directement pompé dans le cœur à 926nm par un laser à fibre dopée Nd^{3+} dans une configuration entièrement fibrée.

2. ARCHITECTURE DU SYSTEME LASER

Le montage expérimental du système laser est présenté sur la figure 1. Une diode laser de type Fabry-Pérot est affinée spectralement par une cavité externe contenant un réseau de diffraction en montage Littrow (non représenté). La longueur d'onde d'émission peut ainsi être ajustée au maximum de gain de l'amplificateur à fibre. La diode laser, déclenchée par le gain par un générateur d'impulsion électrique, émet des impulsions d'une durée proche de 10ns à mi-hauteur à

un taux de répétition d'environ 1 MHz. Le signal à 978nm est couplé dans un isolateur optique puis injecté dans le cœur de la fibre dopée Yb^{3+} par l'intermédiaire d'un multiplexeur 930/980nm. La fibre dopée Yb^{3+} est caractérisée par un cœur monomode de 6 μm de diamètre et d'ouverture numérique 0.14 (iXFiber). Le fort dopage du cœur permet de réduire la longueur nécessaire à seulement 16cm. L'extrémité de la fibre est clivée avec un angle proche de 15° afin de limiter l'apparition de l'émission spontanée amplifiée (ESA) à 980 et 1060nm. La fibre dopée Yb^{3+} est pompée dans le cœur par un laser à fibre double-gaine dopée Nd^{3+} délivrant une puissance maximale de 2.8W à 926nm en régime continu. Afin de permettre la transition $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}$ autour de 926nm, le cœur possède un profil d'indice en W qui agit comme un filtre passe-bas en longueur d'onde sur le mode LP_{01} introduisant des pertes supérieures à 50 dB/m sur le signal à 1060nm [3].

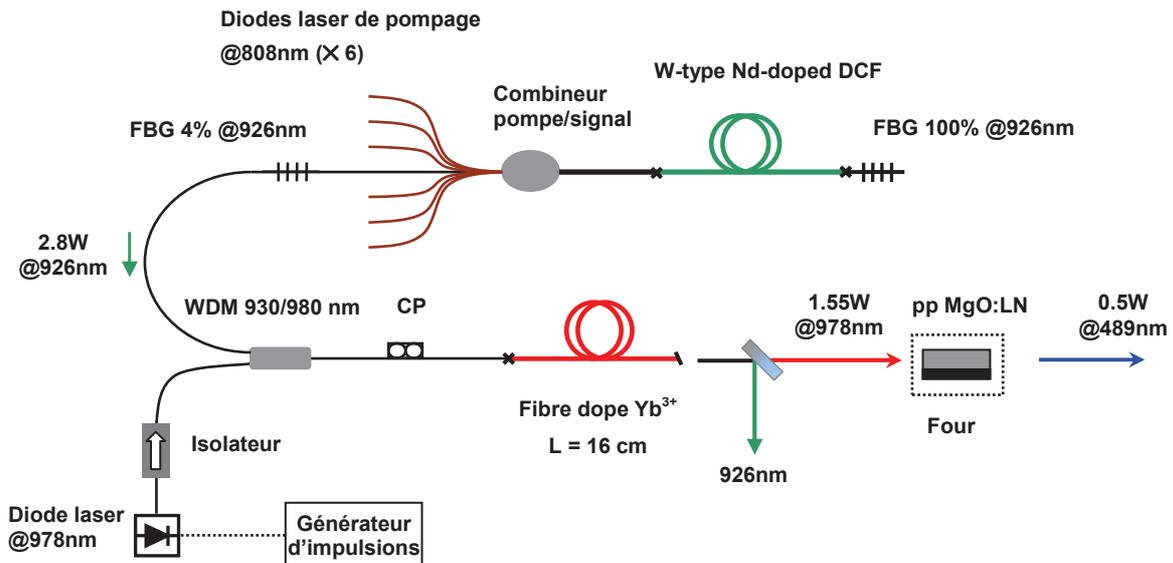


Fig. 1 : Schéma du système laser à 489nm

L'étage de doublage de fréquence contient un cristal périodiquement polarisé de Niobate de Lithium dopé au MgO de longueur 10mm avec un pas de 5.29 μm . Le quasi-accord de phase à 978nm est obtenu pour une température du four ajustée à 50°C .

3. AMPLIFICATION D'IMPULSIONS A 978 NM

Dans cette configuration, la longueur de la fibre dopée Yb^{3+} est optimisée avec précision de manière à supprimer l'ESA autour de 1060nm sans pénaliser l'absorption de la pompe à 926nm. La longueur d'onde d'émission de la diode laser est alors ajustée à 978nm, ce qui correspond au maximum de gain de l'amplificateur. Pour une durée d'impulsion de 13ns et un taux de répétition de 1.13 MHz (optimisé pour le doublage de fréquence), la puissance moyenne injectée dans l'amplificateur est estimée à 0.6mW. Malgré cette valeur de puissance relativement faible par rapport à la puissance de saturation de l'amplificateur, la puissance de l'ESA est peu élevée et le signal amplifié à 978nm représente 85% de la puissance de sortie. Le gain effectif est alors proche de +34dB. La figure 2 montre le spectre du signal amplifié ainsi que le spectre d'ESA de l'amplificateur sans signal injecté. Au maximum de puissance émise, nous avons observé que le spectre du signal amplifié n'est pas dégradé malgré une puissance crête égale à 100W. La largeur spectrale à mi-hauteur reste inférieure à 0.07nm et le taux de réjection des modes longitudinaux adjacents de la diode laser est de l'ordre de -18dB.

Le rendement de conversion laser par rapport à la puissance de pompage est égal à 57% (figure 3). Bien que relativement élevé, il est cependant limité par la faible puissance du signal injecté. Il est à noter que l'injection d'une puissance signal continue de quelques mW permet d'atteindre un rendement de conversion de 81% avec une puissance extraite égale à 2.1W.

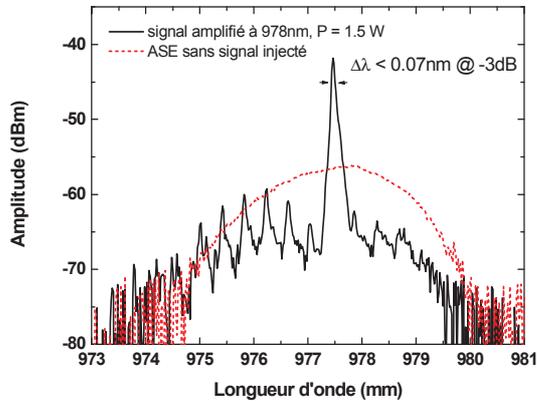


Fig. 2 : Spectres d'émission en sortie de l'amplificateur à fibre dopée Yb³⁺

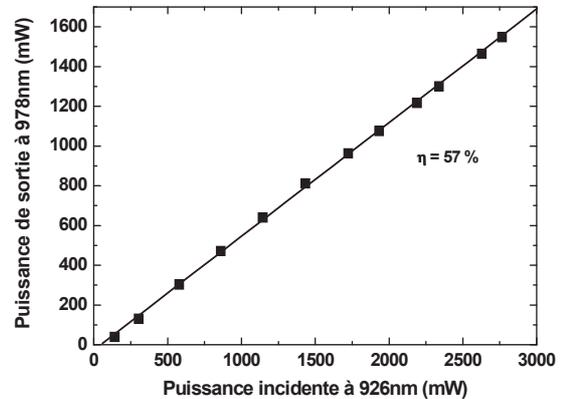


Fig. 3 : Courbe de conversion laser à 978nm

4. DOUBLAGE DE FREQUENCE A 489 NM

Après ajustement du contrôleur de polarisation, un taux de polarisation de 95% est atteint en sortie de l'amplificateur à 978nm. Pour une puissance moyenne de 1.54W incidente sur le doubleur de fréquence, la puissance générée à 489 nm est alors égale à 520mW soit un rendement de conversion maximum de 34 % (figure 4). La largeur spectrale du signal à 489nm est mesurée inférieure 0.05 nm (limitée par la résolution de l'analyseur de spectre optique). Nous avons également observé que la durée de l'impulsion bleue est réduite à 4.5ns, ce qui permet de conclure que la puissance crête, évaluée à 73W, est relativement proche de la puissance crête du signal IR incident.

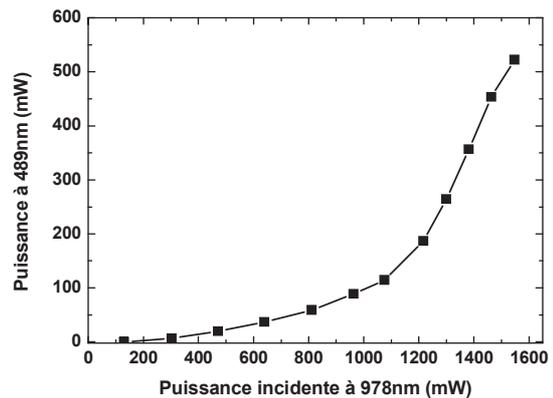


Fig. 4 : Rendement du doublage de fréquence

CONCLUSION

Nous démontrons donc le principe d'un système laser de type MOPA doublé en fréquence à 489nm utilisant, pour la première fois à notre connaissance, une fibre monomode dopée Yb³⁺ pompée à 926nm par un laser à fibre dopée Nd³⁺. L'utilisation d'une fibre dopée Yb³⁺ de courte longueur et pompée dans le cœur permet d'atteindre des puissances crêtes élevées en maintenant une faible largeur spectrale et une qualité de faisceau limitée par diffraction. En conséquence, un rendement de doublage de fréquence aussi élevé que 34% est obtenu et permet de générer une puissance moyenne de 520mW à 489nm.

REFERENCES

- [1] J. Boulet, Y. Zaouter, R. Desmarchelier, M. Cazaux, F. Salin, J. Saby, R. Bello-Doua, and E. Cormier, *Opt. Express* **16**, 17891-17902 (2008).
- [2] A. Bouchier, G. Lucas-Leclin, P. Georges, and J. Maillard, *Opt. Express* **13**, 6974 (2005).
- [3] I. A. Bufetov et al., *Quantum Electron.* **33**, 1035-1037 (2003).

PROPRIETES OPTIQUES D'UNE FIBRE MICRO-STRUCTUREE DOPEE AVEC DES NANOPARTICULES D'OR

Antoine Le Rouge¹, Laurent Bigot¹, Hicham El Hamzaoui¹, Fernand Chassagneux², Géraud Bouwmans¹, Bruno Capoen¹, Mohamed Bouzaoui¹

¹ PhLAM/IRCICA, Université Lille1, CNRS UMR8523/USR3380, 59658 Villeneuve d'Ascq, France

² LMI, Université Claude Bernard Lyon1, CNRS UMR5615, Villeurbanne, France

antoine.lerouge@univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la réalisation et la caractérisation d'une fibre micro-structurée (FMS) dont le cœur est issu d'un barreau de silice dopée par des nanoparticules d'or (NPs Au) synthétisé par voie Sol-Gel. La présence des nanoparticules métalliques dans le cœur est confirmée à chaque étape du procédé de fabrication, et cela même après plusieurs étapes de tirages/fibrages à hautes températures. En outre, l'impact des NPs Au sur les propriétés optiques linéaires et non-linéaires de la fibre est clairement mis en évidence.

MOTS-CLEFS : *fibres micro-structurées; nanoparticules métalliques; optique non-linéaire*

1. INTRODUCTION

Pour disposer d'un verre possédant un coefficient non-linéaire plus important que celui de la silice, il est possible d'utiliser une matrice fortement non-linéaire, comme un verre de chalcogénures par exemple, ou bien d'incorporer, dans un verre de silice conventionnelle, des dopants présentant eux-mêmes des propriétés non-linéaires [1]. Ceci est envisageable, par exemple, avec des nanoparticules de métaux nobles, qui présentent une résonance de plasmon de surface (SPR) dans le visible. Dans ces systèmes, les électrons libres de la bande de conduction, à la surface de la nanoparticule, oscillent collectivement sous l'effet d'une onde électromagnétique si la composante du champ électrique de cette excitation correspond au mode de plasmon. En pratique, ceci se caractérise par l'existence d'une fréquence de résonance qui est, par ailleurs, fortement dépendante de la nature du métal, de la taille et de la forme de la particule, mais aussi des propriétés diélectriques du milieu environnant [2].

Malgré cette propriété optique remarquable, la réalisation de verres dopés par des nanoparticules métalliques se limite essentiellement aux films minces et aux échantillons massifs, peu de publications faisant état de leur insertion dans une fibre optique [3]. La difficulté à réaliser de telles fibres est essentiellement liée aux hautes températures requises lors du procédé de fabrication (1500-2000°C dans le cas des verres de silice) comparativement à la température de fusion de l'or (1064°C). Pour contourner ce problème, nous nous sommes orientés vers la synthèse de monolithe par voie Sol-Gel, une approche permettant d'obtenir un verre dense à des températures plus basses (1200°C) que pour les procédés conventionnels. Le monolithe ainsi obtenu est ensuite étiré en canne et utilisé dans le cadre de la technique d'assemblage/étirage. Nous avons pu observer la conservation de nanoparticules d'or à chaque étape de la fabrication et mettre en évidence, sur fibre, la SPR ainsi que son influence sur les propriétés optiques non-linéaires.

2. DU MONOLITHE A LA FIBRE MICRO-STRUCTUREE

Comme mentionné précédemment, la première étape de fabrication consiste en la synthèse par voie Sol-Gel d'un barreau de silice dopée par des nanoparticules d'or. Ce monolithe est préparé à partir de tetraethylorthosilicate (TEOS) selon la méthode décrite dans [4]. Il présente une porosité nanométrique qui permet d'incorporer, par imprégnation, le dopant de tétrachloroaurate d'hydrogène (HAuCl₄). Après plusieurs traitements thermiques sous atmosphère contrôlée visant à

déshydrater et densifier ce monolithe, nous obtenons un barreau centimétrique de silice dopée avec des NPs Au. La mesure d'absorption de la figure 1, réalisée sur l'un de ces échantillons de coloration rose, met en évidence une bande centrée à 570 nm de largeur spectrale 117 nm que nous attribuons à la SPR des nanoparticules.

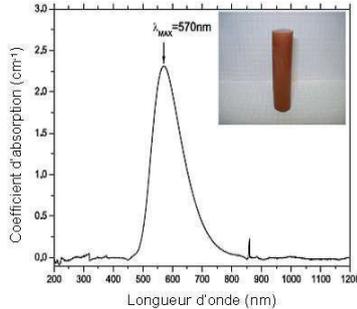


FIGURE 1 : Spectre d'absorption d'un barreau de silice Sol-Gel dopée avec NPs Au.
Encart : photographie d'un tel monolithe.

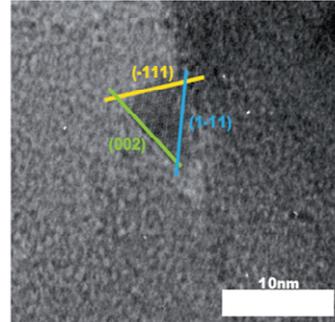


FIGURE 2 : Analyse par microscopie électronique à transmission d'une canne issue de l'étirage d'un barreau de silice Sol-Gel dopée par NPs Au.

La réalisation d'une FMS par assemblage/étirage nécessite l'étirage du monolithe en canne millimétrique. La coloration rose des cannes obtenues suggère la présence des NPs Au, confirmée par une nouvelle mesure d'absorption ainsi que par une analyse en microscopie électronique à transmission de haute résolution. Cette analyse permet d'identifier une nanoparticule dont les distances interplanaires correspondent à celles d'une NP Au de diamètre 5 nm (figure 2).

La canne ainsi obtenue a subi encore trois étapes de fusion à 2000°C avant l'obtention de la FMS dont la géométrie de la zone centrale est présentée dans l'encart de la figure 3. L'atténuation optique de cette fibre est mesurée par la méthode des tronçures successives pour deux longueurs de fibres initiales (50 m et 2 m) afin d'isoler les pertes de fond et l'absorption réellement liée aux NPs Au (figure 3).

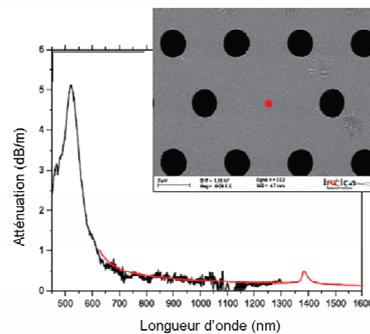


FIGURE 3 : Atténuation optique de la fibre mesurée par méthode des tronçures successives, en noir sur 2 m, en rouge sur 50 m. Encart : Partie centrale de la FMS. La zone dopée par les NPs Au est schématisée en rouge.

La SPR est clairement observée à 521 nm avec une largeur spectrale de 108 nm. Les pertes de fond de la fibre optique sont de 140 dB/km dans le proche infrarouge. La position du pic de plasmon se trouve en parfaite adéquation avec les résonances connues pour des nanoparticules de quelques nanomètres dans une matrice silice [5].

3. IMPACT SUR LES PROPRIETES OPTIQUES NON-LINEAIRES

Afin d'évaluer l'impact du dopage par les nanoparticules sur les propriétés optiques non-linéaires, nous mesurons, à 532 nm, l'évolution de la puissance transmise par la FMS en fonction de la puissance d'entrée. Nous fabriquons à but comparatif une autre FMS de géométrie identique avec un cœur de silice Sol-Gel non dopée. Les résultats sont présentés sur la figure 4.

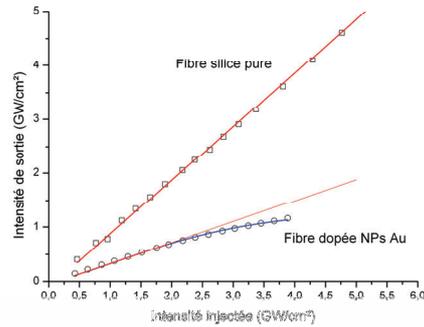


FIGURE 4 : Evolution de l'intensité de sortie en fonction de l'intensité d'entrée à 532 nm, pour deux FMS : une FMS à cœur de silice Sol-Gel non dopée (carrés) et une FMS à cœur de silice dopée par NPs Au (cercles). Un ajustement linéaire des données est proposé (droites rouges). Pour la FMS dopée, un ajustement utilisant l'équation 1 est également présenté (courbe bleue).

Une dépendance linéaire est observée pour la fibre non dopée. La fibre dopée présente, quant à elle, une réponse non-linéaire de l'intensité que nous choisissons de décrire, à titre indicatif, à l'aide de l'équation 1 qui correspond à la dépendance du coefficient d'absorption en fonction de l'intensité pour un échantillon dont l'absorption est constante sur son épaisseur [6] :

$$\alpha(I) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_{SAT}}} + \beta I \quad (1)$$

où I représente l'intensité, α_0 le coefficient d'absorption pour les faibles intensités (4,8 dB/m) et I_{SAT} l'intensité de saturation associée au phénomène d'absorption saturable. Le coefficient β représente, quant à lui, le coefficient d'absorption induite. Ces deux derniers paramètres β et I_{SAT} sont liés par la partie imaginaire de la susceptibilité d'ordre trois.

L'ajustement conduit à des valeurs effectives du coefficient β de $1,35 \cdot 10^{-12}$ cm/W et de l'intensité de saturation I_{SAT} de $1,01$ GW/cm².

CONCLUSION

Nous présentons la réalisation d'une fibre micro-structurée dont le cœur, issu d'un monolithe de silice Sol-Gel, est dopé par des nanoparticules d'or. La conservation des nanoparticules tout au long du procédé de fabrication est démontrée et la SPR est clairement observée. L'effet de ce dopage sur les propriétés optiques non-linéaires est mis en évidence sous la forme d'un effet de limitation optique.

REFERENCES

- [1] D. Ricard, P. Roussignol and C. Flytzanis, "Surface mediated enhancement of optical phase conjugaison in metal colloids", Opt. Lett. vol 10, pp 511-513, 1985.
- [2] U. Kreibig, M. Vollmer, "Optical properties of metal Clusters", Springer series in materials science, 1995.
- [3] S. Ju, V. Nguyen, P. Watekar, B. Kim, C. Jeong, S. Boo, C. Kim and W. Han, "Fabrication and Optical Characteristics of a Novel Optical Fiber Doped with the Au Nanoparticles" J of Nanosc. Nanotech. vol 6, pp 3555-3558, 2006.
- [4] H. El Hamzaoui, L. Courtheoux, V. Nguyen, E. Berrier, A. Favre, L. Bigot, M. Bouazaoui, B. Capoen, "From porous silica xerogels to bulk optical glasses: The control of densification" Mat. Chem. Phys. vol.121, pp 83-88, 2010.
- [5] N. Pinçon, B. Palpant, D. Prot and S. Debrus, "Third-order nonlinear optical response of Au:SiO₂ thin films: Influence of gold nanoparticle concentration and morphologic parameters", Eur. Phys. J D, vol 19, pp395-402, 2002.
- [6] R. Boyd, "Nonlinear Optics", 2nd Ed, Academic Press, 2003.

JET PHOTONIQUE EN SORTIE D'UN GUIDE D'ONDE : DE NOUVELLES PERSPECTIVES

**Sylvain Lecler¹, Hanan Halaq^{1,2}, Yoshitake Takakura³, Philippe Gérard¹, Bernard Bayard²,
Stéphane Robert², Bruno Sauviac²**

¹ *InESS, Université de Strasbourg, UMR CNRS 7163, 67412 Illkirch, France*

² *DIOM, Université de Lyon, Université St-Etienne, Telecom St-Etienne 42000, St-Etienne, France*

³ *LSIIT, Université de Strasbourg, UMR CNRS 7005, 67412 Illkirch, France*

sylvain.lecler@unistra.fr

RÉSUMÉ

Nous montrons que l'obtention d'un jet photonique, c'est-à-dire d'un faisceau très concentré, de largeur sub-longueur d'onde, de faible divergence sur plusieurs longueurs d'onde de propagation peut être obtenu en sortie d'un guide d'onde sans utilisation de microbilles. L'embout nécessaire permet plus généralement d'augmenter l'ouverture numérique du guide d'onde et donc également sa capacité à collecter la lumière.

MOTS-CLEFS : *Jet photonique, guide d'onde, FEM, sub-longueur d'onde*

1. INTRODUCTION

Quand la lumière interagit avec une sphère diélectrique de quelques longueurs d'onde de diamètre, ce qui est bien connu c'est que cette lumière va être diffusée en champ lointain, ce que l'on sait moins c'est qu'elle peut être concentrée en champ proche suivant des lois différentes de l'optique classique. Si l'indice de réfraction de la bille est tel que la lumière soit concentrée juste derrière la bille ou bien juste à sa surface alors un jet photonique est créé, c'est à dire un faisceau :

- avec une forte concentration du flux de puissance ;
- d'une demi-longueur d'onde de largeur à mi-hauteur (la limite de diffraction est atteinte) ;
- faiblement divergent sur plusieurs longueurs d'onde de distance de propagation.

Ce phénomène est non résonant, purement réfractif et pas lié à l'existence d'éventuelles ondes évanescentes.

La première mise en évidence de ce phénomène date d'une publication de l'équipe de A. Taflove [1] en 2004. Dès 2005, nous avons publié l'analyse détaillée des propriétés de ces jets Photoniques [2], plusieurs études complémentaires d'autres équipes ont suivi [3-6]. Il a également été montré que l'on pouvait considérablement amplifier la rétrodiffusion due à une particule de diamètre jusqu'à cent fois plus petit que la longueur d'onde en la faisant passer dans le jet photonique [7,8]. Ce qui permet ainsi de rendre détectable des particules qui ne l'étaient pas auparavant.

Une des limitations du phénomène est cependant la nécessité de pouvoir manipuler une sphère diélectrique en espace libre. Cela est faisable en milieux aqueux ou grâce à des pinces optiques par exemple, mais l'idée est apparue qu'il serait plus simple de pouvoir exploiter les propriétés des jets photoniques s'ils étaient obtenus en sortie d'un guide d'onde, idéalement une fibre optique. Récemment une équipe de l'institut Fresnel à Marseille a montré que le phénomène pouvait être obtenu en plaçant une microbille en sortie d'une fibre optique [9]. Nous montrons ici qu'il n'est pas nécessaire d'inclure une microbille en sortie du guide pour obtenir un jet photonique mais que celui peut être obtenu directement en façonnant son embout.

Cette possibilité rend envisageable plusieurs applications dont la faisabilité a déjà été démontrée. Parmi les applications des jets photoniques déjà mises en évidence, plusieurs peuvent être citées. L'amplification de phénomènes optiques non-linéaires a été montrée : fluorescence à absorption de deux photons [10], effet Raman [11], mesure de la fluorescence d'une molécule

unique [5]. La détection de nanoparticules [7, 8] et la possibilité d'applications pour l'enregistrement haute capacité de données [12,13] ont également été démontrées.

2. SIMULATIONS ELEMENTS FINIS

L'étude a été réalisée par résolution des équations de Maxwell par la méthode des éléments finis sur un guide d'onde planaire à bord parfaitement conducteur. Le guide est supposé avoir une permittivité diélectrique de 2 et une largeur de $3\lambda_0$, où λ_0 est la longueur d'onde de la source en espace libre. Le guide débouche dans l'air avec un embout elliptique (figure 1).

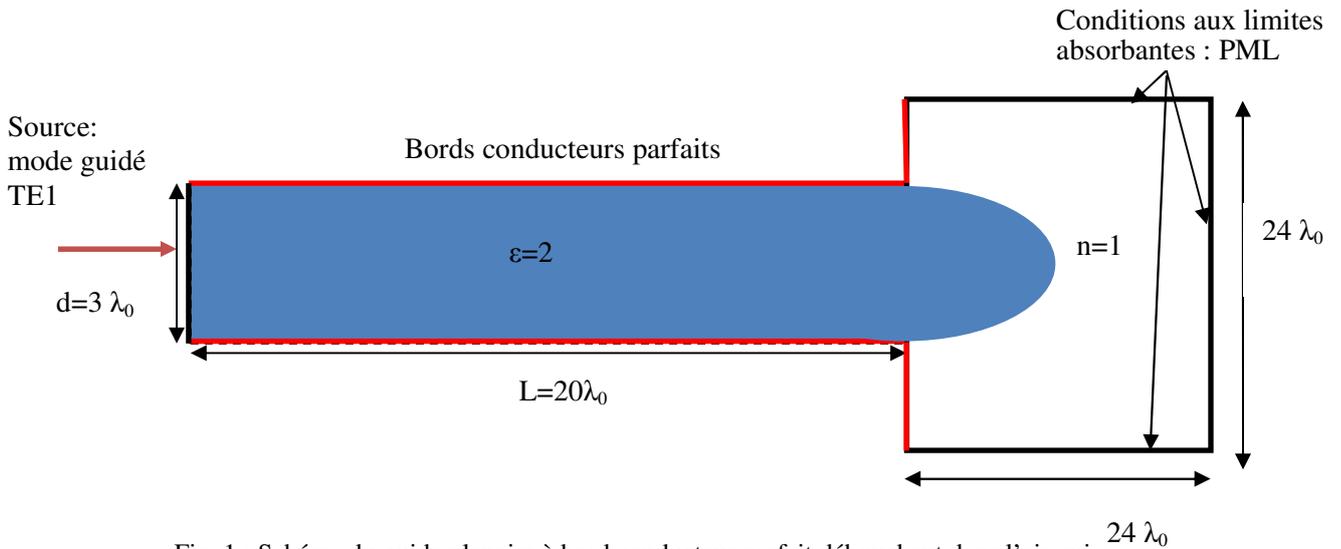


Fig. 1 : Schéma du guide planaire à bord conducteur parfait débouchant dans l'air qui a été simulé par éléments finis.

La figure 2 montre la cartographie du champ électrique en sortie du guide d'onde pour une excitation du mode TE1 du guide et un demi-grand axe de l'embout elliptique du guide de $4\lambda_0$. L'embout est constitué du même matériau que le guide, ses bords ne sont pas conducteurs.

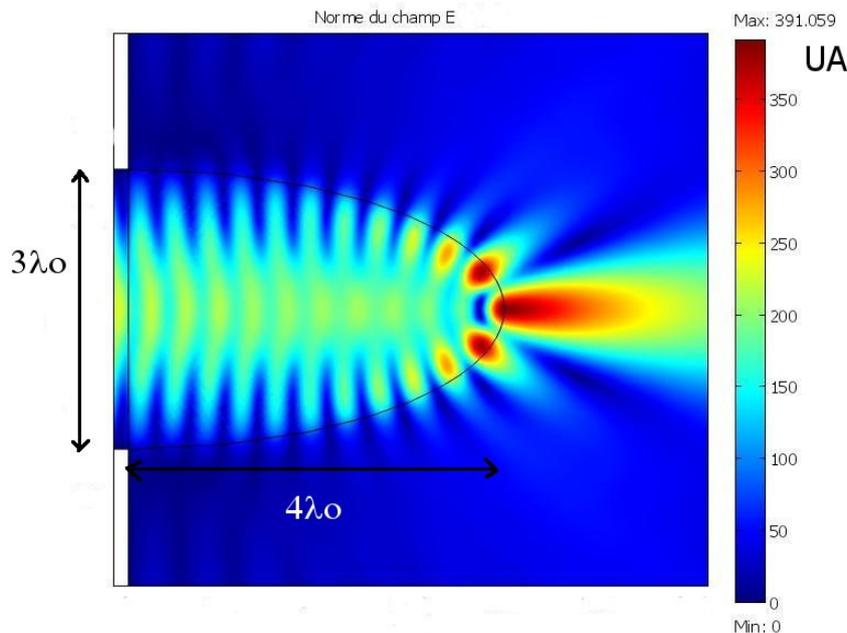


Fig. 2 : Champ électrique simulé au niveau de l'embout.

On constate l'apparition d'un jet photonique : le faisceau fait une largeur à mi hauteur d'une demi-longueur d'onde, le maximum d'intensité est juste à la surface de l'embout. Comme nous le montrerons la forme de l'embout qui permet d'obtenir un jet photonique dépend du mode excité et en particulier de sa parité. L'embout elliptique permet de générer un jet photonique, mais comme nous l'illustrerons, il permet aussi de mieux collecter la lumière dans le guide.

CONCLUSION

Nos investigations récentes montrent la possibilité d'obtenir un jet photonique en sortie de guides d'onde. Nous décrivons les conditions permettant d'obtenir le jet photonique. Cette nouvelle possibilité ouvre des perspectives intéressantes pour des applications concernant des domaines aussi divers que les analyses en biologie par fluorescence, le stockage de grandes masses de données ou la détection de nanoparticules ou même le micro-usinage laser.

REMERCIEMENT

Ces travaux ont pu être réalisés grâce au soutien de l'Institut TELECOM par l'intermédiaire d'un projet « Futur et rupture ».

RÉFÉRENCES

- [1] Z. Chen and A. Taflove. "Photonic nanojet enhancement of backscattering of light by nanoparticles : a potential novel visible-light ultramicroscopy technique", *Optics express*, 12(7) : 1214-1220, (2004).
- [2] S. Lecler, Y. Takakura, and P. Meyrueis, "Properties of a three-dimensional photonic jet, " *Opt. Lett.* 30, 2641-2643, (2005).
- [3] C. Li, G. W. Kattawar, P-W. Zhai and P. Yang, "Electric and magnetic energy density distributions inside and outside dielectric particles illuminated by a plane electromagnetic wave", *Optics Express*, Vol. 13, Issue 12, pp. 4554-4559, (2005).
- [4] A. V. Itagi and W. A. Challener, "Optics of photonic nanojets", *J. Opt. Soc. Am. A* Vol. 22, No. 12, (2005).
- [5] D. Gérard, J. Wenger, A. Devilez, D. Gachet, B. Stout, N. Bonod, E. Popov, and H. Rigneault "Strong electromagnetic confinement near dielectric microspheres to enhance single-molecule fluorescence", *15 Vol. 16, No. 19, OPTICS EXPRESS* 15297-15303, (2008).
- [6] S-C. Kong, A. Taflove, and V. Backman, "Quasi one-dimensional light beam generated by a graded-index microsphere", *Optics Express*, Vol. 17, Issue 5, pp. 3722-3731, (2009).
- [7] Z. Chen, X. Li, A. Taflove, and V. Backman, "Backscattering enhancement of light by nanoparticles positioned in localized optical intensity peaks", *Applied Optics*, Vol. 45, Issue 4, pp. 633-638, (2006).
- [8] A. Heifetz, K. Huang, A. V. Sahakian, X. Li, A. Taflove, and V. Backman, "Experimental confirmation of backscattering enhancement induced by a photonic jet," *Appl. Phys. Lett.* 89, 221118, (2006).
- [9] H. Aouani, F. Deiss, J. Wenger, P. Ferrand, N. Sojic and H. Rigneault, "Optical-fiber-microsphere for remote fluorescence correlation spectroscopy", *Optics Express*, Vol. 17, No. 21 (2009).
- [10] S. Lecler, S. Haacke, N. Lecong, O. Crégut, J.-L. Rehspringer, and Ch. Hirlimann, "Photonic jet driven non-linear optics: example of two-photon fluorescence enhancement by dielectric microspheres," *Opt. Express* 15, 4935-4942, (2007).
- [11] K. J. Yi, H. Wang, Y. F. Lu, and Z. Y. Yang, "Enhanced Raman scattering by self assembled silica spherical microparticles," *J. Applied Physics* 101(6): 063528, March 15, (2007).
- [12] S-C. Kong, A. Sahakian, A. Taflove, and V. Backman, " Photonic nanojet-enabled optical data storage ", Vol. 16, No. 18, *OPTICS EXPRESS*, pp 13713- 13719, (2008).
- [13] S.-C. Kong, A. V. Sahakian, A. Heifetz, A. Taflove, and V. Backman, "Robust detection of deeply subwavelength pits in simulated optical data-storage disks using photonic jets, " *Appl. Phys. Lett.* 92, 211102 pp:1-3, (2008).

EFFETS D'UNE FAIBLE CONTRE-RÉACTION OPTIQUE SUR DES LASERS À FIBRE DFB POUR APPLICATIONS CAPTEURS

Yohann Léguillon^{1,2,3}, Kenny Hey Tow^{2,3}, Alain Mugnier⁴, David Pureur⁴, Pascal Besnard^{2,3},
Martine Doisy¹

¹ *Thales Underwater Systems, 525 route des Dolines, 06903 Sophia Antipolis, France*

² *Université Européenne de Bretagne, Enssat, Rennes, France*

³ *CNRS, UMR 6082 FOTON, 6 rue de Kerampont, BP 80518, 22305 Lannion, France*

⁴ *QUANTEL, 4 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France*

yohann.leguillon@enssat.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions l'effet d'une faible réflexion externe sur des lasers à fibre à contre-réaction répartie (DFB FLs). Nous démontrons expérimentalement que la phase optique accumulée sur un aller-retour dans la cavité étendue et la réflectivité associée au miroir externe modifient la puissance de sortie et la fréquence d'émission d'un DFB FL. Comme pour un laser à semi-conducteurs (SC) contre-réactionné, à réflectivité externe donnée, l'amplitude des variations est constante pour ces deux paramètres quelle que soit la longueur de la cavité externe.

MOTS-CLEFS : *laser à fibre DFB ; capteur actif ; contre-réaction optique .*

1. INTRODUCTION

Les capteurs à DFB FL présentent des avantages bien connus en plus de ceux d'un capteur à fibre optique interférométrique : leur petite dimension est associée à une forte sensibilité et à une grande dynamique de mesures. En outre, la simplicité de leur multiplexage en série sur une même fibre fait de ces DFB FLs de parfaits candidats pour constituer une chaîne de capteurs compacts. Cependant, cascader plusieurs DFB FLs engendre des contre-réactions non souhaitées dues aux réflectivités résiduelles des différents réseaux de Bragg associés. En effet, une réflexion externe change les caractéristiques lasers, ce qui résulte en une augmentation des bruits d'intensité et de fréquence [1] et occasionnellement en une auto-pulsation. Ces phénomènes ont été largement décrits pour les lasers à SC, théoriquement et expérimentalement, dans les années 80-90 même si les contre-réactions filtrées ont retenu moins l'attention [2, 3]. A notre connaissance, de tels modèles n'existent pas pour les DFB FLs. Des études expérimentales ont démontré qu'une contre-réaction optique peut avoir un effet sur leur stabilité [4]. Dans cet article, nous présentons des résultats expérimentaux obtenus lorsqu'un DFB FL subit une faible réflexion externe et nous donnons une première interprétation théorique à partir d'un modèle standard pour laser mono-fréquence à SC.

2. APPROCHE THÉORIQUE

L'émission d'un DFB FL peut être perturbée par un miroir externe de réflectivité en amplitude r , localisé à une distance L . Cette fraction de lumière, qui retourne dans la cavité laser, induit des variations δP (ou du gain net δG) et $\delta \nu$ sur la puissance de sortie P_0 et la fréquence ν_0 de la cavité non perturbée. Pour un laser mono-fréquence à SC soumis à une contre-réaction optique, $\delta \nu$ et δG s'expriment [5, 6] :

$$\delta \nu = -\frac{1}{2\pi\tau_c} \frac{t^2}{\rho} \sqrt{1 + \alpha_H^2} |r| \sin \left(\frac{4\pi nL}{c} (\nu_0 + \delta \nu) + \arctan(\alpha_H) + \phi_0 \right) \quad (1)$$

$$\delta G = -2 \frac{t^2}{\rho} |r| \cos \left(\frac{4\pi nL}{c} (\nu_0 + \delta \nu) + \phi_1 \right) \quad (2)$$

ρ (respectivement t) est l'amplitude de la réflexion (transmission) de la face de sortie du laser (pour un miroir distribué, on définit une valeur équivalente [3]). α_H est le facteur de Henry, τ_c le temps

d'aller-retour dans la cavité, c la vitesse de la lumière, ϕ_0 et ϕ_1 des phases additionnelles et n l'indice de réfraction du milieu externe. Pour une contre-réaction optique filtrée [2, 3], les équations ne sont similaires aux précédentes que pour de faibles taux de contre-réaction. Pour les réflexions encore plus faibles, δP est proportionnelle à δG . Les variations de la puissance et de la fréquence sont alors des fonctions sinusoïdales de la phase accumulée sur un aller-retour. Pour de plus grandes valeurs de r ou de L , les variations de δP et $\delta \nu$ sont distordues avec la phase [6]. Plusieurs modes externes peuvent alors coexister et engendrer des dynamiques complexes [2, 3].

3. MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Le montage expérimental est représenté figure 1. La diode de pompe émet à 1480 nm. La longueur L peut être augmentée grâce à une fibre à retard (FDL). La cavité externe est réalisée à l'aide d'un réflecteur soudé à la FDL. Un atténuateur variable ajuste la réflectivité r . Le démultiplexeur 1480/1550 évite toute réflexion de la pompe. Pour chaque configuration de rétro-action testée (i.e. pour différents r et L), la polarisation du signal réfléchi est ajustée afin de maximiser les effets induits.

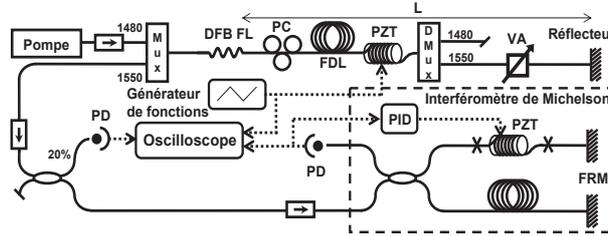


FIGURE 1 : Montage expérimental (PC : Contrôleur de Polarisation ; PD : Photodiode ; FRM : Miroir Rotateur de Faraday ; PZT : Transducteur Piézo-électrique ; VA : Atténuateur Variable ; FDL : ligne à retard ; PID : Contrôleur Proportionnel Intégral Dérivée).

Le PZT contrôle linéairement la phase accumulée dans la cavité externe. Une partie du signal laser est utilisée pour mesurer de façon synchrone les variations de la puissance $P(t)$; l'autre partie est injectée dans un interféromètre de Michelson maintenu en quadrature par le PID, afin de convertir les fluctuations de fréquence en fluctuations d'intensité. Le PID compense seulement les variations lentes causées par l'environnement. $P(t)$ et $I(t)$ sont observées sur un oscilloscope numérique. $\delta \nu$ est extrait de la relation :

$$I(t) = k \cdot P(t) \left[1 \pm V \cdot \sin \left(\frac{2\pi \cdot \delta \nu(t)}{ISL} \right) \right] \quad (3)$$

où $I(t)$ est la puissance en sortie de l'interféromètre, k un facteur d'échelle, V la visibilité des interférences, ISL l'intervalle spectral libre de l'interféromètre donné par $c/2nL$ et le choix \pm dépend de la position de la quadrature positive ou négative.

4. RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

Deux DFB FLs différents, FL1 et FL2, ont été testés (fibres et réseaux de Bragg différents) et de multiples acquisitions ont été faites. Le bruit d'intensité a été lissé avec une fenêtre glissante de 20 μ s et nous avons extrait les amplitudes crête-crête $\Delta P/P_0$ et $\Delta \nu$. La figure 2 donne $\Delta P/P_0$ et $\Delta \nu$ en fonction de r pour L fixé (5 et 25 m). Les résultats sont en accord avec la théorie puisque $\Delta P/P_0$ et $\Delta \nu$ sont proportionnels à r (équations (1) et (2)). Notons que $\Delta P/P_0$ est similaire pour les deux lasers et indépendante de L . Ce dernier point a été confirmé par des mesures à $L = 10$ m, 15 m, 20 m pour ces deux DFB FLs. Cependant, comme le montre la figure 2(b), $\Delta \nu$ dépend fortement des caractéristiques du laser. Ainsi, FL1 est bien plus sensible à une réflexion externe que FL2. Cela peut être attribué aux caractéristiques différentes des réseaux de Bragg. Notons que ces courbes doivent permettre d'extraire le facteur de Henry α_H de chaque laser, à partir des équations (1) et (2), ce qui n'a encore jamais été reporté à notre connaissance. Comme le rappellent les équations (1) et (2), $\delta P/P_0$ et $\delta \nu$ ne dépendent pas seulement de r , mais aussi de la phase associée. Cette dépendance a été étudiée pour le FL2 et est illustrée sur la figure 3. Les courbes en traits continus correspondent aux résultats expérimentaux,

normalisés et comparés à une sinusoïde (en pointillés). Pour r très faible et L court (pour lesquels le laser est monomode), $\delta P/P_0$ et $\delta \nu$ varient sinusoidalement avec la phase. Ce n'est plus la cas quand L devient grand (courbes noires); L influe alors (via la phase accumulée) sur l'évolution de la puissance et de la fréquence. La même évolution est observée pour L fixe et de fortes réflectivités. Dans ces deux cas le comportement est similaire aux lasers à SC mono-fréquences [5].

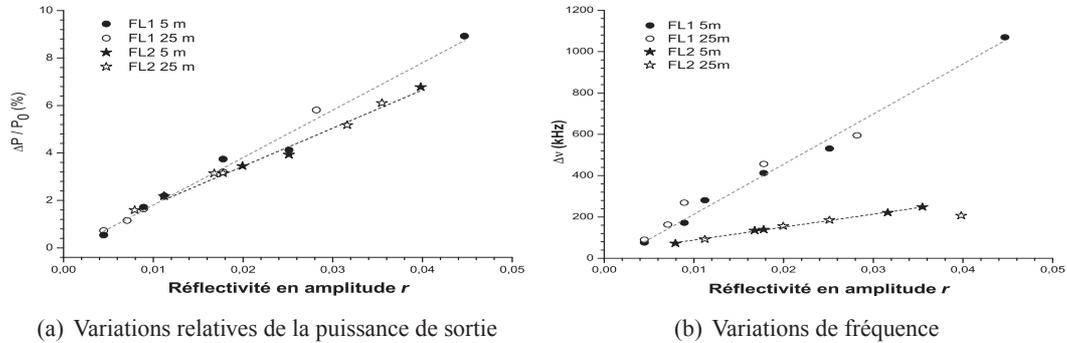


FIGURE 2 : Amplitude des variations de puissance et de fréquence pour différentes valeurs de L et r .

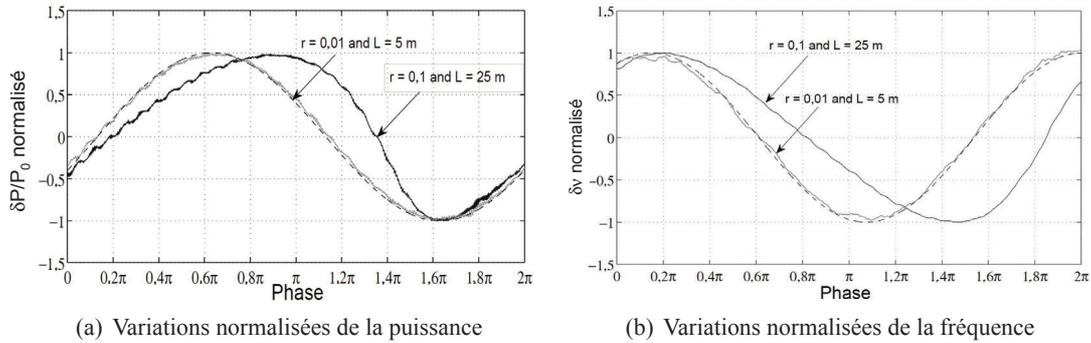


FIGURE 3 : Variations de la puissance et la fréquence en fonction de la phase pour différentes valeurs de L et r .

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Nous avons étudié expérimentalement l'effet d'une faible contre-réaction optique sur des DFB FLs. Dans une configuration monomode, la réflectivité r influe sur l'amplitude des variations de la puissance et de la fréquence du laser mais pas L . Ces variations, notamment celles de la fréquence, dépendent de façon significative des caractéristiques du laser. Quand la phase associée à la cavité étendue varie, à la fois r et L jouent un rôle sur la puissance et la fréquence du laser. Si un bon accord est obtenue à partir d'un modèle considérant un laser mono-fréquence couplé à un miroir ordinaire, une étude plus approfondie incluant les caractéristiques des DFB FLs est nécessaire. D'autres manipulations sont en cours afin d'étudier l'influence de la pompe sur les bruits d'intensité et de fréquence des DFB FLs.

Remerciements : Ces travaux s'effectuent dans le cadre du projet ATOS (FUI, région Bretagne).

RÉFÉRENCES

[1] S. Tikhomirov, A. et Foster, *J.L.T.*, vol. 25, no. 2, p. 533, 2007.
 [2] A. Fischer, O. Andersen, M. Yousefi, S. Stolte, and D. Lenstra, *J. of Quant. Elec.*, vol. 36, no. 3, p. 375, 2002.
 [3] A. Naumenko, P. Besnard, N. Loiko, G. Ughetto, and J. Bertreux, *J. of Quant. Elec.*, vol. 39, no. 10, p. 1216, 2003.
 [4] E. Rønnekleiv and S. Lovseth, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 3746, p. 466, 1999.
 [5] G. Acket, D. Lenstra, A. Den Boef, and B. Verbeek, *J. of Quant. Elec.*, vol. 20, no. 10, p. 1163, 1984.
 [6] F. Favre, *J. of Quant. Elec.*, vol. 23, no. 1, p. 81, 1987.

ANALYSE DES PROPRIÉTÉS EFFECTIVES D'UN MULTICOUCHE PÉRIODIQUE: APPLICATION AUX MÉTAMATÉRIAUX

Yan Liu, Sébastien Guenneau, Boris Gralak

Institut Fresnel, UMR CNRS 6133, Université d'Aix-Marseille, École Centrale Marseille, Campus de Saint Jérôme, 13397 Marseille Cedex 20, France

yan.liu@fresnel.fr sebastien.guenneau@fresnel.fr boris.gralak@fresnel.fr

Résumé

Les propriétés effectives d'un multicouche périodique sont déterminées en appliquant les formules de S. Lie et de Baker-Campbell-Hausdorff. Cette analyse fine, au-delà de l'homogénéisation classique, montre le mécanisme qui permet d'obtenir de l'activité optique et du magnétisme artificiels en mélangeant des matériaux purement diélectriques.

Mots-clefs : *homogénéisation, métamatériau, magnétisme artificiel*

1. Métamatériaux et homogénéisation

Les métamatériaux sont des structures périodiques qui présentent des propriétés effectives extraordinaires, c'est-à-dire différentes de celles des matériaux qui existent à l'état naturel. Par exemple, il est possible d'obtenir un indice de réfraction inférieur à celui dans le vide, voire un indice de réfraction négatif. Les applications les plus en vue sont la lentille plate d'indice négatif $n = -1$ et la cape d'invisibilité. Plus récemment, les métamatériaux chiraux ont été remarqués pour les nouvelles perspectives qu'ils ouvrent [1-5].

D'un point de vue fondamental, l'aspect révolutionnaire des métamatériaux est qu'il est possible d'obtenir des propriétés effectives de nature différente de celle des matériaux constituants. Par exemple, en mélangeant ou structurant des matériaux purement diélectriques, du magnétisme ou de l'activité optique artificiels peuvent être obtenus. Le mécanisme qui conduit à ces propriétés est plus élaboré qu'un simple effet de moyenne, et il ne peut pas s'expliquer par une simple homogénéisation.

Dans cette présentation, il est proposé de montrer le mécanisme qui conduit au magnétisme et à l'activité optique artificiels dans le cas simple d'un multicouche périodique (voir la figure 1 ci-dessous).

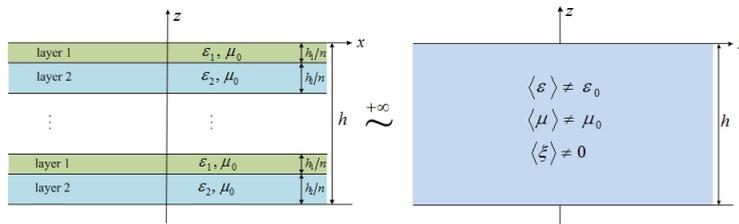


FIGURE 1 : Représentation du système étudié : un multicouche périodique constitué d'un empilement de n périodes identiques contenant deux couches homogènes de permittivité diélectrique ϵ_1 et ϵ_2 , et d'épaisseur h_1/n et h_2/n . L'épaisseur totale de ce multicouche est $h = h_1 + h_2$, indépendamment de n . Quand le nombre n est suffisamment grand, l'épaisseur des couches devient petite devant la longueur d'onde et les propriétés de la structure deviennent identiques à celles d'un milieu homogène caractérisé par des tenseurs anisotropes de permittivité $\langle \epsilon \rangle$, de perméabilité $\langle \mu \rangle$ et chiralité $\langle \xi \rangle$. En particulier, les tenseurs $\langle \mu \rangle$ et $\langle \xi \rangle$ décrivent le magnétisme et l'activité optique artificiels.

2. Méthode

Le système étudié est le champ électromagnétique en présence du multicouche périodique présenté sur la figure 1. En régime harmonique de fréquence ω , le comportement du champ électromagnétique est décrit par les équations de Maxwell harmoniques auxquelles s'ajoutent les relations constitutives [1-5]

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \varepsilon_0 \varepsilon_j \mathbf{E} + ic^{-1} \xi_j \mathbf{H} \\ \mathbf{B} &= \mu_0 \mu_j \mathbf{H} - ic^{-1} \xi_j \mathbf{E} \end{aligned} \quad (1)$$

où ε_j , μ_j et ξ_j sont les constantes de permittivité, perméabilité et activité optique de la couche j ($j = 1, 2$). Dans le système de départ, les deux couches sont purement diélectriques : il n'y a ni magnétisme ($\mu_j = 1$), ni activité optique ($\xi_j = 0$).

La matrice de transfert associée à la couche homogène j d'épaisseur h_j peut être écrite dans les cas les plus généraux

$$\exp [A_j h_j], \quad (2)$$

où A_j est une matrice 4×4 à coefficients constants. La matrice de transfert associée à l'empilement des deux couches 1 et 2 s'écrit alors

$$\exp [A_1 h_1] \exp [A_2 h_2]. \quad (3)$$

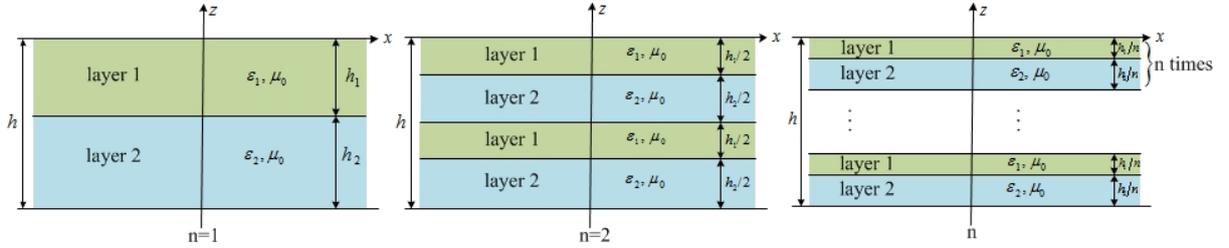


FIGURE 2 : Représentation de l'algorithme conduisant au métamatériau. Le système de départ $n = 1$ est constitué de deux couches d'épaisseur h_1 et h_2 . A l'étape suivante $n = 2$, le système est constitué de $2 \times 2 = 4$ couches d'épaisseur $h_1/2$ et $h_2/2$. A l'étape n , le système est constitué de $2 \times n$ couches d'épaisseur h_1/n et h_2/n . A chaque étape, l'épaisseur totale du multicouche reste égale à $h = h_1 + h_2$.

La procédure pour déterminer les propriétés effectives du système repose sur l'algorithme présenté sur la figure 2. La matrice de transfert associée à la structure de l'étape n peut être écrite

$$\left\{ \exp [A_1 h_1/n] \exp [A_2 h_2/n] \right\}^n. \quad (4)$$

Pour un nombre n de couches suffisamment grand, les propriétés du système sont modélisées par les relations constitutives

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \varepsilon_0 \langle \varepsilon \rangle \mathbf{E} + ic^{-1} \langle \xi \rangle \mathbf{H} \\ \mathbf{B} &= \mu_0 \langle \mu \rangle \mathbf{H} - ic^{-1} \langle \xi \rangle \mathbf{E} \end{aligned} \quad (5)$$

et la matrice de transfert associée à une couche d'épaisseur h de ce métamatériau est écrite

$$\exp [\langle A \rangle h]. \quad (6)$$

Enfin, les deux expressions (4) et (6) de la matrice de transfert sont identifiées pour déterminer les paramètres effectifs $\langle \varepsilon \rangle$, $\langle \mu \rangle$ et $\langle \xi \rangle$.

La matrice de transfert du multicouche (4) est analysée en utilisant la formule de Sophus Lie

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left\{ \exp [A_1 h_1/n] \exp [A_2 h_2/n] \right\}^n = \exp [A_1 h_1 + A_2 h_2], \quad (7)$$

qui donne le résultat habituel de l'homogénéisation, $\langle A \rangle h = A_1 h_1 + A_2 h_2$. Pour une analyse plus fine permettant d'obtenir le magnétisme et l'activité optique artificiels, la formule de Baker-Campbell-Hausdorff est utilisée.

3. Résultats

La formule de Baker-Campbell-Hausdorff permet de réaliser un développement en série de la matrice de transfert du multicouche en fonction du petit paramètre $1/n$. Le résultat habituel de l'homogénéisation, donné par la formule de Sophus Lie, correspond à l'ordre zéro de ce développement. Avec $f_1 = h_1/h$ et $f_2 = h_2/h$ les facteurs de remplissage des deux matériaux diélectriques, cet ordre zéro donne

$$\langle \varepsilon \rangle = \begin{bmatrix} \varepsilon_1 f_1 + \varepsilon_2 f_2 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_1 f_1 + \varepsilon_2 f_2 & 0 \\ 0 & 0 & [f_1/\varepsilon_1 + f_2/\varepsilon_2]^{-1} \end{bmatrix}, \quad \langle \mu \rangle = 1, \quad \langle \xi \rangle = 0. \quad (8)$$

Aux ordres supérieurs, les propriétés obtenues vont au-delà de celles obtenues avec l'homogénéisation habituelle : le développement au premier ordre produit en général de l'activité optique artificielle, c'est-à-dire $\langle \xi \rangle \neq 0$; le développement au deuxième ordre produit du magnétisme artificiel, c'est-à-dire $\langle \mu \rangle \neq 1$. Ces développements aux ordres supérieurs permettent d'expliquer de façon universelle l'apparition des propriétés effectives de nature différente dans les métamatériaux. Pour ce deuxième ordre, le terme négligé se comporte en $1/n^3$, bien au-delà de l'homogénéisation classique où le terme négligé se comporte en $1/n$ (voir les ouvrages de référence [6,7]).

4. Références

- [1] A. Lakhtakia, V. V. Varadan, V. K. Varadan, "A parametric study of microwave reflection characteristics of a planar achiral - chiral interface," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* **28**, (1986).
- [2] S. Tretyakov, I. Nefedov, A. Sihvola, S. Maslovski, C. Simovski, "Waves and energy in chiral nihility," *J. of Electromagnetic Waves and Applications* **17**, 695 (2003).
- [3] J. B. Pendry, "A chiral route to negative refraction," *Science* **306**, 1353 (2004).
- [4] T. G. Mackay, A. Lakhtakia, "Plane waves with negative phase velocity in Faraday chiral mediums," *Phys. Rev. E* **69**, 026602 (2004).
- [5] S. A. Ramakrishna, A. Lakhtakia, "Spectral shifts in the properties of a periodic multilayered stack due to isotropic chiral layers," *J. of Optics A : pure and applied optics* **11**, 074001 (2009).
- [6] A. Bensoussan, J. L. Lion, G. Papanicolaou, "Asymptotic analysis for periodic structures," Elsevier, North-Holland (1978).
- [7] V. V. Zhikov, S. M. Kozlov, O. A. Oleinik, "Homogenization of differential operators and integral functionals," Springer Verlag (1995).

COMBINAISON COHERENTE D'AMPLIFICATEURS A FIBRE EN REGIME 100-NS

**L. Lombard^{1*}, A. Azarian¹, K. Cadoret¹, P. Bourdon¹, D. Goular¹,
G. Canat¹, V. Jolivet¹, Y. Jaouën², O. Vasseur¹**

¹ *Onera, The French Aerospace Lab., F-91761 Palaiseau, France*

² *Télécom ParisTech, CNRS UMR 5141, F-75634 Paris, France*

Laurent.Lombard@onera.fr

RÉSUMÉ

La combinaison cohérente de pulses dans le régime de la centaine de nanoseconde issus de deux amplificateurs à fibre pulsés a pu être réalisée grâce à l'utilisation d'un signal « fuite » entre les impulsions. La combinaison de deux amplificateurs à fibre limités à ~100W crête par la diffusion Brillouin stimulée a ainsi été obtenue avec efficacité de combinaison de 95% et une erreur de phase meilleure que $\lambda/27$, permettant ainsi la génération de pulses de ~200W crête.

MOTS-CLEFS : (140.3538) *Lasers, pulsed;* (060.2320) *Fiber Optics Amplifiers and oscillators;* (140.3298) *Laser beam combining*

1. INTRODUCTION

La combinaison cohérente (CC) d'amplificateurs à fibre est une technique très prometteuse pour la génération de faisceaux monomodes et monofréquences de puissances très importantes tout en évitant les effets non linéaires tels que la diffusion Brillouin stimulée (SBS), principale limitation des amplificateurs à fibre. Grâce à cette technique, une matrice de lasers ou d'amplificateurs peut être verrouillée en phase et combinée en un unique faisceau tout en maintenant l'excellente qualité de faisceau issue d'une fibre unique. La plupart des études sur ce sujet ont été réalisées en régime continu. En effet, en régime impulsif, on peut s'attendre à des difficultés supplémentaires lors de la combinaison cohérente d'amplificateurs à fibre liés à une variation de phase rapide à l'intérieur d'une impulsion. Par exemple, la déplétion de gain par l'impulsion (relations de Kramers-Kronigs qui lient le gain et l'indice de réfraction), ou par des effets non linéaires tels que l'auto-modulation de phase sont susceptibles produire des variations de phase bien plus rapides que le temps de réponse des systèmes de contrôle de la phase. Certaines études précédentes ont montré que dans le cas d'impulsion de durée de 1ns ou 10 μ s, ces fluctuations de phase peuvent atteindre des valeurs supérieures à $\lambda/10$, incompatibles avec la CC [1, 2]. Nous avons vérifié expérimentalement que la variation de phase à l'intérieur de pulses de 80ns avec une puissance crête de 80W était inférieure à $\lambda/30$ [3], les rendant ainsi compatibles avec la CC en régime impulsif.

La CC par marquage fréquentiel (frequency-tagging [4]) est une technique bien connue utilisée pour la CC en régime continu dans une configuration MOPFA (Oscillateur maître + amplificateur à fibre de puissance). Dans la configuration MOPFA que nous étudions, l'oscillateur maître est dans un premier temps découpé en pulses par un modulateur acousto-optique (MAO), permettant un contrôle de la durée, de la forme, et de la fréquence de répétition (PRF) des impulsions générées. Ces impulsions de faible puissance sont alors amplifiées dans un amplificateur à fibre multi-étage. La CC par marquage de fréquence permet de stabiliser autour de zéro la différence de phase entre un bras de référence et chacun des bras modulés à une fréquence unique. Cette technique n'est pas directement applicable au régime pulsé car cette fréquence de modulation doit être environ 100 fois la fréquence maximale présente dans le bruit de phase que l'on cherche à corriger. Un ordre de grandeur provient du filtre utilisé par la détection synchrone utilisée pour la démodulation et un ordre de grandeur provient du temps d'intégration de l'asservissement. Ainsi, pour corriger des fréquences de l'ordre de 1kHz, une fréquence de modulation supérieure à 100kHz

est nécessaire. Pour utiliser directement la technique de CC par marquage fréquentiel, il faudrait avoir une PRF supérieur à 200kHz (théorème de Shannon). Or en régime impulsionnel, les amplificateurs à fibre fonctionnent avec une PRF de quelques kHz afin d'optimiser l'énergie, ce qui est incompatible avec cette solution.

Nous proposons ici une technique de marquage fréquentiel adaptée au régime impulsionnel par l'introduction d'un signal continu, très faible puissance, entre les impulsions. Grâce à cette technique, nous sommes parvenus à réaliser la combinaison cohérente de deux amplificateurs à fibre pulsés dans le régime ~ 100 ns. Les pulses, de durée 70ns, sont limités par Fourier et sont émis avec une fréquence de répétition de 10kHz.

2. SCHEMA EXPERIMENTAL DE LA COMBINAISON COHERENTE DE DEUX AMPLIFICATEURS A FIBRE PULSES

La Fig. 1 montre le schéma expérimental de la CC de deux amplificateurs à fibre pulsés. Plutôt que d'utiliser l'information de phase contenue dans les pulses amplifiés, nous utilisons une fuite de signal continu extrêmement faible présente entre les impulsions. Un injecteur à $1.5\mu\text{m}$ est pré amplifié et modulé avec un AOM afin de produire des impulsions de 70ns à une fréquence de 10kHz avec une forme temporelle gaussienne. Le modulateur laisse volontairement passer un signal continu très faible entre les impulsions (rapport d'extinction de 60dB). Un coupleur fibré 50/50 partage ce faisceau en 2 bras contenant chacun un amplificateur à fibre commercial. Un des bras contient également un modulateur de phase qui applique une faible modulation de phase à une fréquence de 1MHz. La puissance crête des pulses après amplification est limitée à ~ 100 W par SBS qui apparait dans les amplificateurs AMP1 et AMP2 à partir de 95W et 123W respectivement. Un autre AOM est ajouté avant le détecteur pour supprimer les pulses et ne laisser que la fuite présente entre les pulses atteindre le détecteur. La stabilisation de la phase est alors réalisée de la même manière qu'en régime continu, en utilisant le faible signal amplifié et modulé à la fréquence F. La quantité moyenne de puissance contenue dans l'ensemble ASE+fuite représente 1.5% de la puissance moyenne des pulses en sortie des amplificateurs.

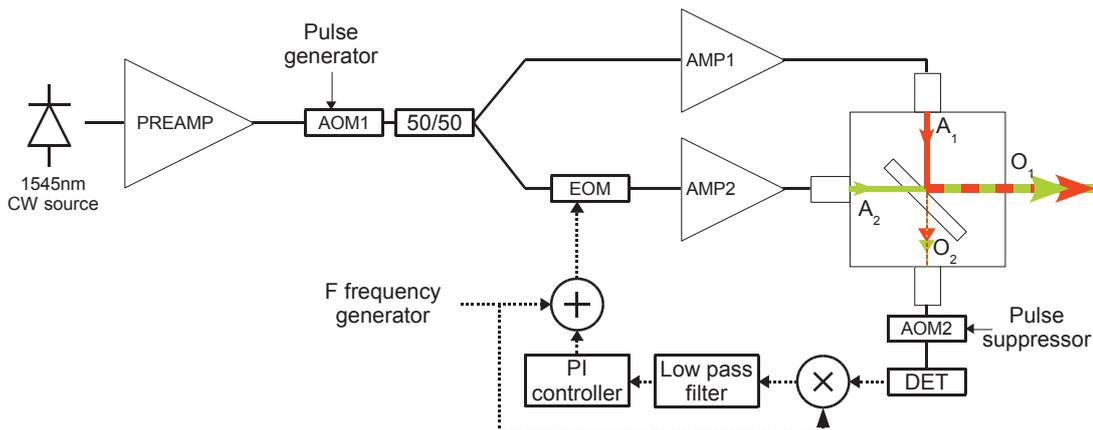


Fig. 1 Schéma expérimental de la CC de deux amplificateurs à fibre pulsés. PREAMP: préamplificateur, AMP1 and AMP2: amplificateurs. A₁ and A₂: sorties des amplificateurs, O₁ and O₂: sorties de la CC.

Les sorties de s deux amplificateurs A₁ et A₂ sont alors collimatées et combinés sur une lame 50/50 en espace libre. Les deux faisceaux sont alignés en les superposant (translation) puis en retirant les franges (angle). Les deux faisceaux sont alors combinés le long de leur axe de propagation sur les deux sorties, O₁ and O₂. La synchronisation temporelle est effectuée en équilibrant les longueurs des deux bras afin que les deux pulses amplifiés atteignent la lame au même moment. Le délai entre les deux temps d'arrivée est négligeable devant la durée des impulsions. Ce montage est équivalent à un interféromètre de Mach-Zenhder avec les sorties O₁ et O₂ ayant les mêmes caractéristiques spatiale et temporelle que A₁ et A₂. La réflectivité réelle de la

lame pour A_1 est 42% (transmission 58%), compensant ainsi la faible différence de puissance crête entre les deux amplificateurs. Ceci permet de maintenir une très faible puissance en O_2 et donc une excellente efficacité en O_1 .

3. RESULTATS

La CC est simplement effectuée en minimisant la puissance de la fuite en O_2 , après suppression des pulses, avec la technique de marquage de fréquence développée en régime continu. Nous observons que la phase ne varie pas durant les pulses, la mise en phase « entre les pulses » étant donc suffisante. Les impulsions sont combinées constructivement vers la sortie O_1 (et destructivement vers la sortie O_2). La Fig. 2 montre les profils des pulses à différents points du schéma. La puissance crête des pulses combinés est de 208W (O_1 sur la Fig. 2a), à comparer aux 218W = 95 + 123W (somme des puissances crêtes en A_1 et A_2), permettant ainsi d'atteindre 95%. Les 5% proviennent de l'imperfection des recouvrements spatial et temporel, ainsi que du résidu d'erreur de phase.

La Fig. 3 montre l'évolution de l'énergie des pulses combinés en O_1 sur 10s, asservissement allumé et éteint. L'erreur de phase résiduelle est évaluée à $\lambda/27$. La qualité de faisceau n'est pas dégradée par la combinaison.

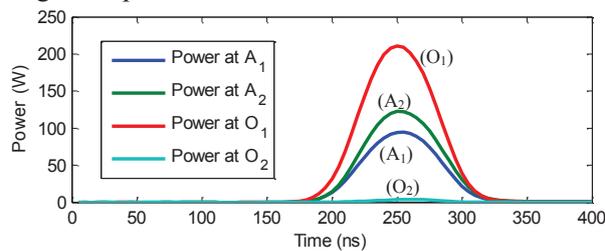


Fig. 2 (a) Profils de pulse mesurés avant et après combinaison (interférences constructives and destructives)

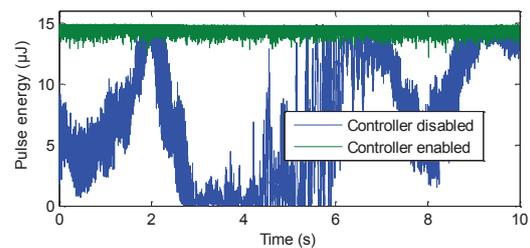


Fig. 3 Evolution de l'énergie des pulses en O_1 , avec le contrôleur actif et inactif.

CONCLUSION

Une version modifiée de la technique de combinaison cohérente par marquage en fréquence dans le régime 100-ns a été proposée. Nous présenterons les résultats expérimentaux de la combinaison cohérente de deux pulses de 70ns limités par Fourier avec une fréquence de répétition de 10kHz, produits par des amplificateurs à fibre commerciaux limités par SBS. Une efficacité de 95% est obtenue sans dégradation de la qualité de faisceau.

Les auteurs remercient le Triangle de la Physique pour son soutien financier.

RÉFÉRENCES

- [1] J. Martin and J. Mollier, "Characterization and modeling of dynamic phase response of EDFAs," in Conference on Lasers and Electro-Optics 04, paper CTuK4 (2004)
- [2] E. C. Cheung, M. Weber, and R. R. Rice, "Phase Locking of a Pulsed Fiber Amplifier" in Advanced Solid-State Photonics 08, paper WA2 (2008).
- [3] P. Bourdon, K. Cadoret, L. Lombard, et al., "Coherent combining of low-peak-power pulsed fiber amplifiers with 80-ns pulse duration", Proc. of SPIE, Photonics West 11, paper 7914-31 (2011)
- [4] T. M. Shay, V. Benham, J. T. Baker, et al., "First experimental demonstration of self-synchronous phase locking of an optical array", Opt. Express **14**, 12015-12021 (2006)

LASER A FIBRE DOPE YB EMETTANT A 976 NM POUR LE POMPAGE FORTE BRILLANCE D'UN CRISTAL YB:CAF₂

Guillaume Machinet¹, Jérôme Lhermite¹, Dominique Descamps¹, Giedrius Andriukatis²,
Audrius Pugzlys², Andrius Baltuska² et Eric Cormier³

¹ Centre Lasers Intenses et Applications, Université de Bordeaux-CNRS-CEA, UMR 5107,351
Cours de la Libération F-33405 Talence, France

² Photonics Institute, Vienna University of Technology, gusshausstrasse 27-387, A-1040, Vienna,
Austria

machinet@celia.u-bordeaux1.fr

RÉSUMÉ

Nous rapportons l'obtention d'un fort gain simple passage de 3.2 dans un cristal Yb:CaF₂ de 10 mm de long et dopé à 6% en ions Ytterbium à température ambiante. Ce cristal est pompé longitudinalement grâce à un laser à fibre dopé Ytterbium de très grande brillance émettant à 976 nm. Ce résultat dépasse tous les résultats obtenus à ce jour par pompage diode conventionnel et ouvre la voie à de nouveaux dispositifs de pompage liant les avantages de la technologie fibre ainsi que celle des cristaux.

MOTS-CLEFS : *Pompage forte brillance, laser à fibre, émission à 976 nm, lasers 3 niveaux, Yb:CaF₂.*

1. INTRODUCTION

En physique des champs forts, la plupart des recherches sur l'interaction laser matière nécessitent une très forte énergie par impulsion, des durées d'impulsions brèves et une haute cadence ou dans certains cas, l'ensemble de ces paramètres. Jusqu'à maintenant, la réalisation de chaînes lasers femtosecondes et énergétiques reposait sur l'amplification à dérivées de fréquences du Ti:Sapphire. Toutefois, ces lasers en raison d'un fort défaut quantique nécessitent une gestion des effets thermiques relativement sophistiquée (cryogénie) dès lors que l'on souhaite travailler à très hautes cadences. Par ailleurs, les recherches menées sur les matériaux Yb ont permis d'obtenir des matériaux possédant un large spectre d'émission et adaptés à la réalisation de lasers brefs et énergétiques. De plus, le faible défaut quantique et le pompage optique par diode en font des matériaux adaptés à la très forte puissance moyenne. Toutefois, bien que les matériaux dopés Yb permettent une montée en puissance moyenne, aucun amplificateur ytterbium n'a permis à ce jour l'obtention d'impulsion femtoseconde (< 100fs), supérieure à quelques mJ à une cadence de l'ordre du kHz [1]. La raison principale est que les matériaux dopés Yb nécessitent une forte inversion de population en raison de la faible valeur de la section efficace d'émission et les intensités de saturation de la pompe requièrent une très petite taille du faisceau de pompe. Cependant les diodes de pompes de forte puissance (>10 W) souffrent d'une mauvaise qualité de faisceau (M² >20) se traduisant par une brillance limitée. La conséquence principale est que la focalisation de la pompe se fait sur des très petites distances limitant ainsi l'épaisseur du cristal. Une des solutions consiste donc dans l'utilisation de cristaux très fortement dopés, mais ceci s'accompagne d'une diminution brutale de la conductivité thermique et à la création de « clusters ». Récemment les travaux réalisés sur le développement de lasers à fibre émettant à 976 nm de très forte puissance moyenne et de très forte brillance [2,3], permettent une autre stratégie à savoir l'utilisation de cristaux longs moyennement dopés. Nous rapportons aujourd'hui l'obtention d'un fort gain simple passage et l'augmentation de l'énergie stockée dans un cristal Yb:CaF₂ à température ambiante pompé longitudinalement par un laser à fibre opérant à 976 nm.

2. MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE

Le dispositif expérimental permettant la mesure du gain petit signal obtenu dans l'Yb:CaF₂ et contenant la pompe de très forte brillance est présenté en Fig.1. Le laser à fibre de pompe repose sur l'utilisation d'une fibre microstructurée à large aire modale dopée Yb de type « rod » ayant un diamètre de cœur 70 μm et un diamètre de gaine de 200 μm. Cette fibre est pompée à travers un miroir dichroïque par un diode laser fibrée de 165 W émettant à 915 nm. Le dispositif optique se présente sous la forme d'une demi cavité afin de s'affranchir des effets lasers parasites. Le rayonnement ainsi généré en sortie de fibre provient seulement de l'émission spontanée amplifiée (ASE)

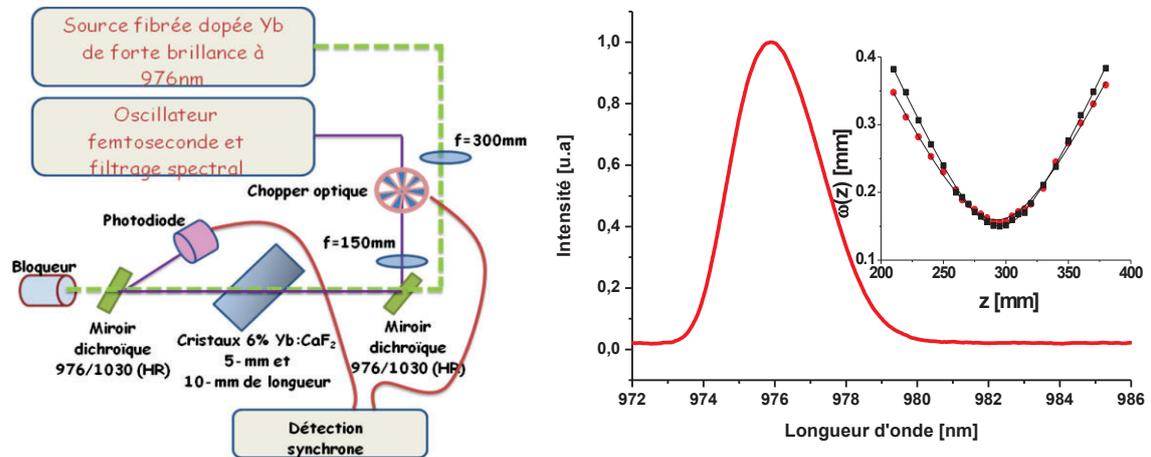


Figure 1: (A gauche) Dispositif expérimental. DM: Miroir dichroïque 976/1030nm. La longueur du cristal est soit de 5 ou 10 mm. (A droite) Spectre d'ASE du laser à fibre de pompe. En insert, les mesures du facteur de qualité spatial M^2 .

L'utilisation de la réinjection d'un seul côté permet ainsi d'amplifier l'ASE co-propagatif et d'augmenter l'efficacité globale du système. L'utilisation d'une diode de pompe à 915 nm permet d'avoir une émission à la fois à 976 nm (système 3-niveaux) ainsi qu'à 1030 nm. Dans cette configuration, il existe une compétition entre le gain à 1030 et 976 nm selon la relation [4] $G_{1030} = 0.25G_{976} + 0.72\alpha_p\beta$ où α est l'absorption de la pompe et β le ratio entre l'aire du clad et du cœur. En configuration simple passage (pas de dispositif de réinjection), l'ASE est observé aux deux longueurs d'onde. Afin de bénéficier de toute la puissance à 976 nm, on réinjecte le rayonnement infrarouge (ASE 976 nm + pompe non absorbée) en filtrant l'émission à 1030 nm. L'absorption de la pompe étant de seulement 10dB/m, il est en effet important de recycler correctement celle-ci pour maximiser l'efficacité. En raison de la configuration 3 niveaux, la transparence à 976 nm est obtenue pour une intensité de pompe de 30 kW/cm² ce qui correspond dans notre cas à une puissance de pompe relativement élevée de 26 W. Au maximum de la puissance de pompe (165 W), le laser délivre 40 W d'ASE à 976 nm (Fig.1) avec une très bonne qualité de faisceau (M^2 1.9). La brillance ainsi obtenue est de 2100 MW/cm².sr⁻¹ ce qui est 3 ordre de grandeur supérieur aux diodes de pompe commerciales de puissance équivalente. Le faisceau de pompe est alors focalisé dans le cristal à l'aide d'une lentille de 300 mm de focale afin d'obtenir un diamètre de 300 μm ($1/e^2$). La mesure du gain est obtenue en utilisant un oscillateur femtosecond fibré Yb (Menlo Systems) filtré spectralement à l'aide d'une paire de réseaux et fente. Le signal ainsi filtré passe à travers un miroir dichroïque et est focalisé dans le cristal à l'aide d'une lentille de 150 mm de focale. Le diamètre de signal dans le cristal est alors de 200 μm. Le signal est de plus modulé en utilisant un chopper optique et est détecté grâce à une photodiode reliée à une détection synchrone (SR810, Stanford reseach System) qui nous permet d'éliminer la contribution de l'ASE,

de la pompe résiduelle et du bruit environnant. Deux cristaux ont été étudiés à savoir un cristal 6% Yb:CaF₂ de 5 mm de long et un cristal 6% Yb:CaF₂ de 10 mm de long.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

La Fig.2 représente le gain obtenu en fonction de la puissance absorbée pour les cristaux 6% Yb:CaF₂ de 5 et 10 mm de long. On observe une saturation du gain à 1.9 pour le cristal de 5 mm de long provenant d'une saturation de l'absorption. Dans le cas du cristal de 10 mm, le gain augmente pour atteindre une valeur de 3.2 pour seulement 24 W de pompe absorbée sans atteindre la saturation. Ce résultat obtenu à température ambiante est 1.8 fois plus important que ceux reportés dans la littérature à température cryogénée [5]. De plus, l'énergie stockée le long de notre cristal peut être évaluée à 131 J/cm² alors qu'elle n'est que de 21 J/cm² dans une configuration cryogénée. Ce qui démontre l'énorme potentiel du pompage forte brillance des matériaux Ytterbium par lasers à fibre.

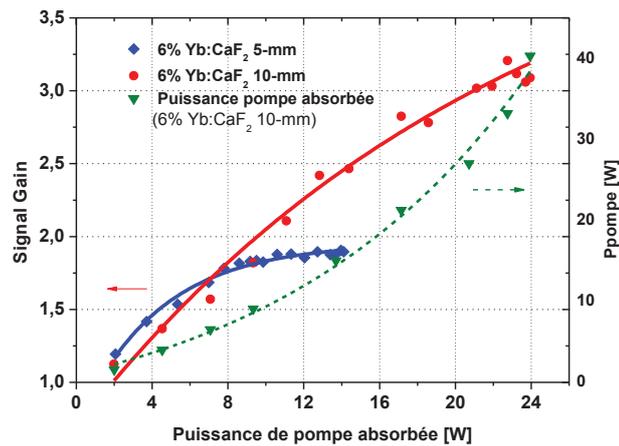


Figure 2: Mesures du gain petit signal pour le cristal 6% Yb:CaF₂ de 5mm (carré) et de 10mm (cercle) de long en fonction de la puissance absorbée.

4. CONCLUSION

En conclusion, l'utilisation de la très forte brillance et la bonne qualité spatiale de la pompe développée a permis de saturer l'absorption sur l'ensemble du cristal Yb:CaF₂ et d'exciter de façon homogène un cristal Yb:CaF₂ de 10 mm de long et de fort dopage 6%, amenant un gain simple passage de 3.2 à température ambiante. Ces résultats vont bien au delà de ceux obtenus en cryogénie et ouvrent la voie à une montée en énergie des chaînes lasers Yb de très forte puissance moyenne.

REFERENCES

- [1] A. Pugžlys, G. Andriukaitis, A. Baltuška, L. Su, J. Xu, H. Li, R. Li, W. J. Lai, P. B. Phua, A. Marcinkevičius, M. E. Fermann, L. Giniūnas, R. Danielius, S. Ališauskas, Multi-mJ, 200-fs, cw-pumped, cryogenically cooled, Yb,Na:CaF₂ amplifier, Opt. Lett. **34** 2075-2077 (2009)
- [2] J. Bouillet, Y. Zaouter, R. Desmarchelier, M. Cazaux, F. Salin, J. Saby, R. Bello-Doua and E. Cormier, "High power ytterbium-doped rod-type three-level photonic crystal fiber laser," Optics Express, **16**, 17891-17902 (2008)
- [3] F. Roeser, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "94 W 980 nm high brightness Yb-doped fiber laser," Optics Express, **16**, 17310-17318 (2008)
- [4] J. Nilsson, J. D. Minelly, R. Paschotta, A. C. Tropper, and D. C. Hanna, "Ring-doped cladding-pumped single-mode three-level fiber laser," Opt. Lett. **23**, 355-357 (1998)
- [5] S. Ricaud, F. Druon, P. Georges, D. Papadopoulos, P. Camy, J-L Doualan, R. Moncorgé, A. Courjaud and E. Mottay, "High efficient, high power, broadly tunable, cryogenically cooled and diode-pumped Yb:CaF₂ laser," Optics Express, **16**, 17891-17902 (2010).

**LE PROBLEME DU TEMPS DE RELAXATION ET DE LA PROFONDEUR DE
MODULATION OPTIMALE D'UN ABSORBANT SATURABLE POUR VERROUILLER EN
PHASE EFFICACEMENT UN LASER A FIBRE DE PUISSANCE**

Amélie Cabasse¹, Gilles Martel¹, Dmitry Gaponov¹, Samir Abbas¹, H.T. Nguyen², Jean-Louis Oudar²,

¹ CNRS-CORIA UMR 6614, Avenue de l'Université, BP12, 76801 Rouen, France

² CNRS-LPN, UPR2, 91460 Marcoussis, France

Gilles.Martel@coria.fr

RÉSUMÉ

Dans cette communication nous rapportons une étude systématique des caractéristiques de plusieurs cavités lasers à fibres optiques dopées erbium (du régime soliton à dispersion nette négative au régime d'oscillateur à impulsion étirée à dispersion nette fortement positive). Le régime d'impulsions brèves est obtenu par la technique du verrouillage de mode passif grâce à l'emploi d'absorbants saturables semiconducteurs à puits quantiques ou à base de nanotubes de carbone. Les nanotubes de carbone ne permettent de déclencher des régimes impulsions qu'avec des énergies nettement en deçà de celles obtenues avec les puits quantiques. Les caractérisations des différents absorbants saturables permettent de proposer une interprétation et de proposer de nouvelles pistes afin de pouvoir monter en énergie dans les lasers à fibres en régimes femtosecondes.

MOTS-CLEFS : *lasers à fibre à verrouillage de mode; absorbants saturables; puits quantiques; nanotubes de carbone.*

1. INTRODUCTION

La totalité des lasers à fibre produisent de nos jours des impulsions ultra-brèves grâce à l'emploi de dispositifs optiques appelés absorbants saturables (AS) soit virtuels (basés sur la rotation nonlinéaire de la polarisation, RNLP) soit réels (basés sur les non-linéarités d'amplitudes présentés par les semiconducteurs à la résonance d'absorption). Les premiers AS ont la capacité de générer des profondeurs de modulation (variation non-linéaire de transmission sous l'effet du flux lumineux) théoriquement très élevés (plusieurs dizaines de %) ce qui est l'un des éléments clés pour l'auto démarrage d'oscillateurs à fibre optique à fort gain [1]. Cependant, leur nature interférométrique (génération d'absorption saturable inverse) les rend inefficaces pour la réalisation d'oscillateurs fibrés capable de délivrer directement de très fortes puissances crêtes dans un régime mono-impulsionnel [2,3]. A l'inverse, la profondeur de modulation des AS employant des semiconducteurs (essentiellement multipuits quantiques, MQW, et plus récemment nanotubes de carbones, NTCs) est plus technologiquement dépendante de la structure en microcavité de l'AS et du matériau employé ainsi que de leur temps de relaxation. Récemment nous avons rapporté en régime impulsionsnel une énergie par impulsion de plus de 2 nJ, directement extraite d'un oscillateur laser à fibre dopée erbium à la longueur d'onde de 1,56 μm . L'oscillateur en régime de dispersion fortement normale est passivement verrouillé en phase par l'emploi d'un AS à base de multi-puits quantiques [4-6]. Depuis quelques années, des résultats souvent étonnants ont été rapportés sur des régimes dépassant ces énergies, y compris en régime soliton (c'est à dire pour des cavités ne comprenant que des fibres standards à dispersions négatives à 1,5 μm) grâce à l'emploi de films minces incluant des nanotubes de carbones. Leur technologie de fabrication semblant plus simple et donc moins onéreuse que pour les multipuits quantiques, la découverte de la non-linéarité d'amplitude des NTCs propulsa ces matériaux au premier rang des AS potentiels pour la génération d'impulsions ultra-brèves pour les lasers à fibres. Motivés par ces résultats nous avons entrepris dans le cadre d'un projet européen ERA-NET Nanoscience (S-Five) une étude systématique des capacités de ces matériaux issus des

nanotechnologies à travers la caractérisation de leurs propriétés optiques mésoscopiques ainsi que de leur efficacité dans les oscillateurs fibrés.

2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Concernant les AS à base de nanotubes de carbones, différents dépôts homogènes en couches minces (d'épaisseur de quelques centaines de nanomètres) sur miroirs métalliques commerciaux (Au ou Ag) ont été réalisés grâce à la technique mise en œuvre par l'ONERA [7]. D'autres dépôts similaires ont été effectués sur substrat transparent pour des caractérisations d'absorption linéaire ou de temps de relaxation par la méthode pompe-sonde résolue en temps. Différents nanotubes de diverses provenances (commerciale ou fabriqués lors du consortium S-Five) ont été testés. Ils appartiennent à l'une des 5 familles de nanotubes dont nous présentons les spectres d'absorption à la figure suivante.

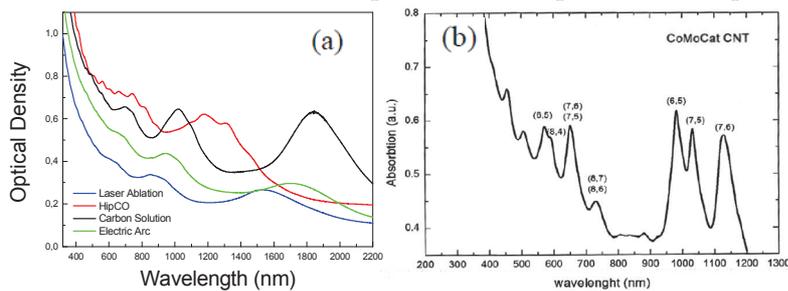


Figure 1 : (a) Spectres d'absorptions de différents AS à base de nanotubes réalisés. (b) Autres types de NTC. Y sont également identifiées les différentes chiralités.

Les mesures d'absorption saturable en régime picoseconde ont permis de mettre en évidence la relativement faible ($\leq 10\%$) profondeur de modulation de ces AS ; comme le montre la figure 2 pour certains échantillons.

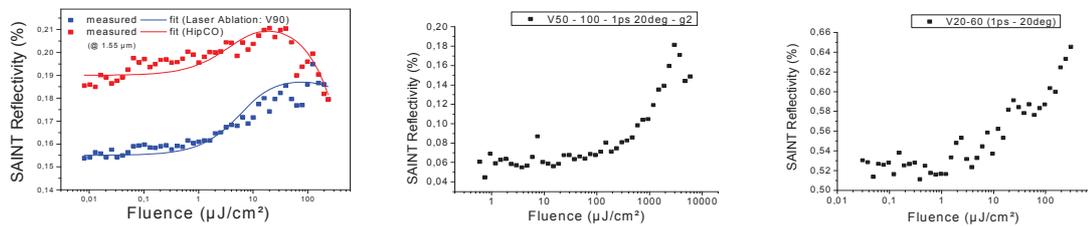


Figure 2 : Réflectivité nonlinéaire de différents AS à base de NTCs .

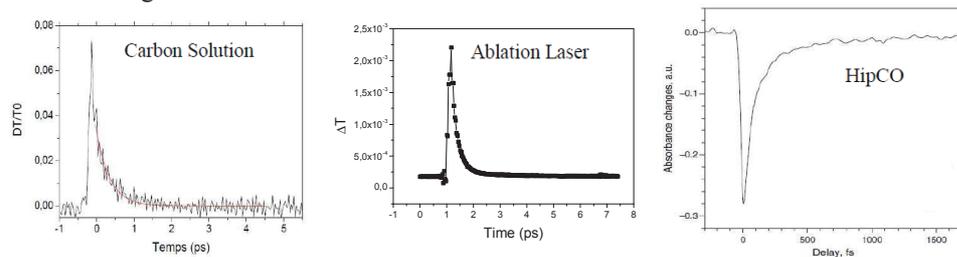


Figure 3 : Temps de relaxation sub-ps mesurés par la technique pompe-sonde résolue en temps pour différents NTC.

Ces résultats sont en deçà des espérances au vue de la très forte non linéarité d'ordre 3 qui avait été prédite théoriquement et mesurée expérimentalement [8] pour les nanotubes de carbone. L'explication tient pour une grande part au fait que la réalisation de SAM-CNT passe par la mise en dépôt (donc en contact) de très nombreux nanotubes comme le montre l'imagerie par Microscopie Electronique à Balayage, MEB, de certains de nos échantillons. Cette interaction accélère la relaxation de l'absorption saturée à des durées de quelques centaines de femtosecondes par l'ouverture de canaux non-radiatifs extrêmement efficaces [9] (Fig. 3) et donc limite par là même la profondeur de modulation de l'AS.

Cette limitation se traduit par les résultats répertoriés aux tableaux de la Fig. 4 où seul un régime de verrouillage de mode en régime solitonique a pu être obtenu grâce à ces AS à base de NTCs.

V-40 : 60 gouttes 27 < Pp (mW) < 51	<ul style="list-style-type: none"> • P_{out} = 3,4 mW • E_{pulse} = 212 pJ • Δτ_{FWHM} = 317 fs • Δλ = 11,4 nm 	V0 : 60 gouttes 11 < Pp (mW) < 25	<ul style="list-style-type: none"> • P_{out} = 1,6 mW • E_{pulse} = 100 pJ • Δτ_{FWHM} = 352 fs • Δλ = 10,2 nm 	V-20 : 60 gouttes 11 < Pp (mW) < 31	<ul style="list-style-type: none"> • P_{out} = 5,6 mW • E_{pulse} = 350 pJ • Δτ_{FWHM} = 335 fs • Δλ_{FWHM} = 9,3 nm
V-40 : 100 gouttes 12 < Pp (mW) < 28	<ul style="list-style-type: none"> • P_{out} = 1,2 mW • E_{pulse} = 75 pJ • Δτ_{FWHM} = 317 fs • Δλ_{FWHM} = 9,2 nm 	V0 : 100 gouttes 12 < Pp (mW) < 26	<ul style="list-style-type: none"> • P_{out} = 5,6 mW • E_{pulse} = 350 pJ • Δτ_{FWHM} = 305 fs • Δλ_{FWHM} = 10,1 nm 	V-20 : 100 gouttes 12 < Pp (mW) < 51	<ul style="list-style-type: none"> • P_{out} = 5 mW • E_{pulse} = 312 pJ • Δτ_{FWHM} = 335 fs • Δλ_{FWHM} = 10,1 nm

Figure 4 : Régimes mono-impulsionnels obtenus à 1.5 μm en régime soliton avec AS à base de NTCs.

Par comparaison, la Figure 5 présente les résultats obtenus en régime de soliton dissipatif grâce à l'emploi d'un régime de dispersion nette très fortement normale à 1,5 μm et d'AS à base de multipuits quantiques. Les courbes de réflectivités non-linéaires sont également présentées. Des impulsions recompressibles à moins de 400 fs ont pu être obtenues avec des énergies avoisinant les 4 nJ.

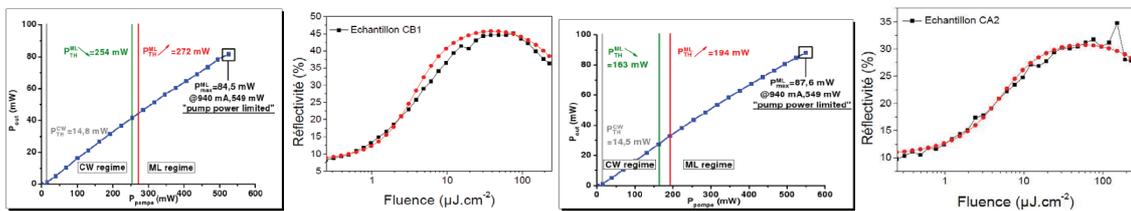


Figure 5 : Rendements en régime de dispersion fortement normale avec des AS-MQW à forte non-linéarité.

3. CONCLUSION

Nous présentons une étude systématique des différents régimes de verrouillage de mode passifs par absorbants saturables à semiconducteurs (nanotubes de carbone et multipuits quantiques). Différents régimes de dispersion de cavité ainsi que plusieurs AS ont été testés et seront présentés plus en détails lors de la conférence. Une interprétation aux vues des caractéristiques de ces AS sera donnée mais dans tous les cas elle met en évidence la trop rapide relaxation des dépôts de nanotubes de carbone ce qui limite la profondeur de modulation de ces AS. Des perspectives pour améliorer ces derniers dont les potentialités restent élevées, seront proposées ainsi que les potentialités de montée en énergie des oscillateurs à fibres optiques dopées erbium opérant dans la bande télécom 1,5 μm grâce à l'optimisation des absorbants saturables à base de multipuits quantiques.

REFERENCES

- [1] R. Herda, O. G. Okhotnikov, Effect of amplified spontaneous emission and absorber mirror recovery time on the dynamics of mode-locked fiber lasers, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 011113, 2005.
- [2] G. Martel, C. Chédot, A. Hideur, Ph. Grelu, Numerical maps for fiber lasers mode locked with NPE, *Fibers & Integrated Optics* **27**, 320, 2008.
- [3] A. Haboucha, A. Komarov, H. Leblond, F. Sanchez, G. Martel, Mechanism of multiple pulse formation in the normal dispersion regime of passively mode-locked fiber ring lasers, *Opt. Fiber. Technol.* **14**, 262, 2008.
- [4] A. Cabasse, A. Khadour, G. Martel, B. Tretout, S. Maine, A. Loiseau, R. Fleurier, J.-S. Lauret, O. Jost, M. Mertig, J. Posseckardt "Influence of growth technique and sorting of CNT for efficient mode-locking of fiber lasers: comparison", *ChemOnTubes*, 11-15th Avril 2010, Arcachon, France
- [5] A. Cabasse, G. Martel, J.-L. Oudar, High power dissipative soliton in an Erbium doped fiber laser mode-locked with a high modulation depth saturable absorber mirror, *Optics Express*, **17** (12), 9537, 2009.
- [6] A. Cabasse, B. Ortaç, G. Martel, A. Hideur, J. Limpert, Dissipative solitons in a passively mode-locked Er-doped fiber with strong normal dispersion, *Optics Express*, **16**, 19322, 2008.
- [7] C. Koechlin, S. Maine, R. Haidar, B. Trétout, A. Loiseau, J.-L. Pelouard, Electrical characterization of devices based on carbon nanotube films, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 103501, 2010.
- [8] J.-S. Lauret, C. Voisin, G. Cassabois, J. Tignon, C. Delalande, Ph. roussignol, O. Jost, L. Capes, Third-order optical nonlinearities of carbon nanotubes in the femtosecond regime, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 3572, 2004.
- [9] J.-S. Lauret, PhD manuscript, 2003, C. Voisin, HDR manuscript, 2009 ; <http://tel.archives-ouvertes.fr/>

CONTRÔLE SPATIAL SUB-LONGUEUR D'ONDE DE LA DISTRIBUTION DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE GRÂCE À UN MODE GUIDÉ DANS DES NANOSTRUCTURES MÉTALLIQUES

A. Ndao¹, Q. Vagne¹, J. Salvi¹, F. I. Baida¹

¹ Institut FEMTO-ST, UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, route de Gray, F-25030 Besançon, France

jerome.salvi@univ-fcomte.fr

RÉSUMÉ

Nous démontrons dans ce papier un réel confinement sub-longueur d'onde du champ proche optique grâce à un réseau de nano-fentes creusées dans un film métallique et supportant un mode guidé TE₀₁ sensible à la polarisation. Ainsi, en modifiant la polarisation incidente, il est possible d'exciter ou non la résonance de fentes suivant leur orientation. Ces guides ne sont séparés que de 200 nm alors que la longueur d'onde de travail est de 633 nm. Les paramètres géométriques des cavités ont été déterminés à l'aide d'un code FDTD 3D et une caractérisation expérimentale confirme le contrôle spatial sub-longueur d'onde du champ proche optique : ces mesures sont en bon accord avec les prévisions théoriques.

MOTS-CLEFS : nanostructures métalliques ; mode guidé ; confinement sub-longueur d'onde ; champ proche

1. INTRODUCTION

Le confinement spatial de la lumière est limité par la diffraction à environ $\lambda/2$, c'est-à-dire quelques centaines de nanomètres (λ est la longueur d'onde de la lumière considérée). Pourtant de nombreuses applications (stockage de données, adressage, miniaturisation de composants optiques, fluorescence de molécule unique, piègeage optique...) tireraient avantage d'un confinement sub-longueur d'onde (plus petit que $\lambda/2$). Dans ce but, de nombreuses études proposent d'exploiter des résonances plasmon (voir par exemple [1, 2]) mais F. I. Baida a récemment démontré que l'on pouvait obtenir une localisation sub-longueur d'onde sans plasmon, à l'aide d'un mode guidé excité dans des nano-ouvertures réalisées dans un film métallique opaque [3]. Dans ce papier théorique, la phase, l'amplitude et la polarisation du champ incident sont simultanément contrôlées pour « allumer » successivement les 5 lettres du « nano-mot » FEMTO constitué de fentes rectangulaires de dimensions différentes. Le contrôle simultané de la phase, de l'amplitude et de la polarisation n'étant pas évident à réaliser expérimentalement, nous proposons ici de limiter notre étude au contrôle spatial. Ce dernier est obtenu par l'excitation du mode fondamental de nano-fentes. La polarisation de ce mode est perpendiculaire à la longueur de la fente et sa longueur d'onde de coupure dans le cas d'un métal réel s'écrit $\lambda_c = 2a + \beta$ [4] : β est relié à la dispersion du métal et a correspond à la longueur de la fente.

2. DESCRIPTION DE L'ÉCHANTILLON

Les fentes ont été gravées dans un film d'or de 100 nm d'épaisseur dont la dispersion est décrite par un modèle de Drude-Lorentz. La géométrie des fentes a été optimisée grâce à un algorithme N-Order FDTD. Nous avons modifié les paramètres géométriques afin d'obtenir un mode propre tel que $\lambda_c = 633$ nm. En éclairant la structure sous incidence normale, nous excitions alors ce mode fondamental avec un simple laser He-Ne. La période de l'échantillon est choisie afin d'éloigner les anomalies de Wood-Rayleigh du pic de transmission. Les paramètres géométriques de l'échantillon sont précisés sur la figure 1 : la structure est constituée de deux réseaux primaires (période 300 nm) de fentes rectangulaires respectivement horizontales et verticales. Les fentes ont une largeur de 50 nm (limite de fabrication), une longueur de 150 nm et les 2 réseaux primaires sont décalés de 150 nm selon x et y et tournés de 90

degrés l'un par rapport à l'autre. L'or a été déposé par évaporation sur un substrat de verre (une couche d'adhésion de 3 nm de titane ayant été déposée au préalable) et les fentes ont été gravées au FIB. La matrice complète fait $53 \times 53 \mu\text{m}^2$ et présente très peu de défauts de fabrication (voir image MEB de la figure 1).

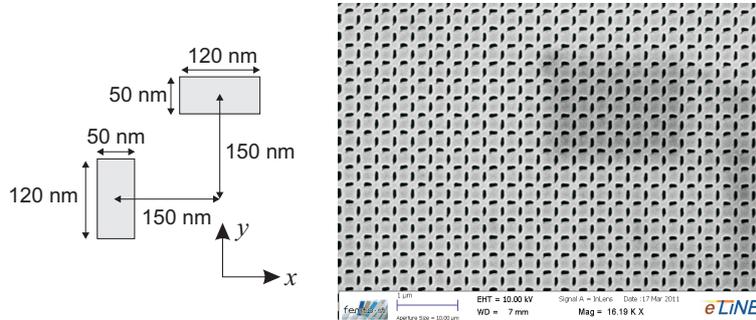


FIGURE 1 : Schéma d'une période de l'échantillon et image MEB d'une des structures fabriquées sur une couche d'or de 100 nm d'épaisseur.

3. CARACTÉRISATION OPTIQUE EN CHAMP LOINTAIN ET CHAMP PROCHE

La figure 2(a) montre les spectres de transmission théorique et expérimental enregistrés à travers l'échantillon éclairé sous incidence normale. La transmission est définie pour chaque longueur d'onde comme le rapport de l'intensité transmise à travers la matrice de fentes par celle transmise à travers une référence constituée d'un trou carré de même dimension (soit $53 \times 53 \mu\text{m}^2$). Ces spectres présentent un bon accord entre théorie et expérience et ne dépendent pas de la polarisation du fait de la symétrie de l'objet. La transmission du pic principal atteint 45% et les écarts entre les deux courbes (largeur à mi-hauteur, décalage de 50 nm du pic) sont principalement dus à la géométrie non parfaite de l'objet réel comparé à l'objet théorique. Cependant la transmission expérimentale montre que l'échantillon fabriqué est approprié pour des mesures champ proche à 633 nm.

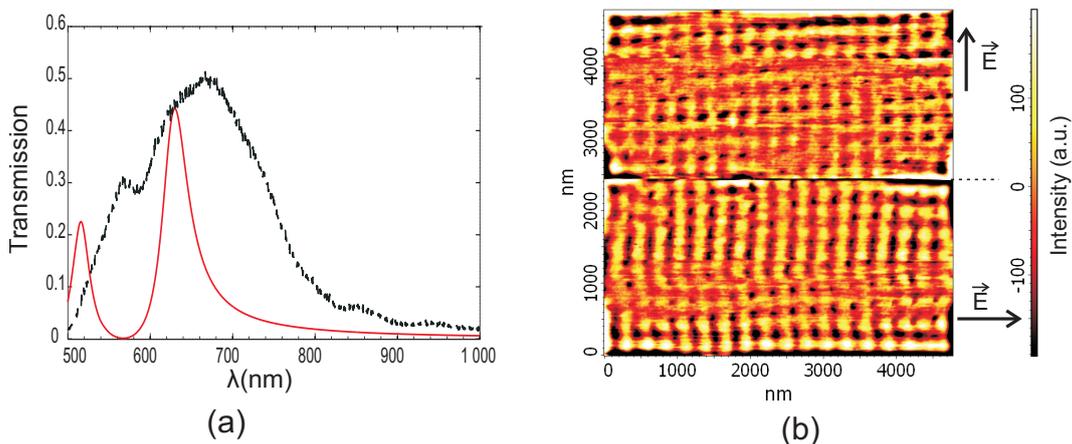


FIGURE 2 : (a) Spectres de transmission expérimental (pointillés) et théorique (trait plein) ; (b) image champ proche obtenue à l'aide d'un SNOM travaillant en transmission à 633 nm. La polarisation est horizontale dans la moitié inférieure de l'image et verticale dans la partie supérieure.

Les images en champ proche ont été enregistrées en incidence normale et en mode transmission avec une pointe diélectrique (figure 2(b)). À la moitié du balayage, la polarisation incidente passe d'horizontale (partie inférieure de l'image) à verticale (partie supérieure). Le mode TE_{01} est excité pour une

polarisation perpendiculaire à la longueur a des fentes. Celles verticales sont donc excitées dans la partie basse de la figure alors que les fentes horizontales le sont dans la partie haute, montrant ainsi respectivement des lignes verticales et horizontales dans chaque moitié de l'image. La période de ces lignes est d'environ 300 nm ce qui correspond bien à la période du réseau. De plus, des « points chauds » le long de ces lignes présentent également une période de 300 nm : ils correspondent à la position des fentes.

La figure 3 montre un agrandissement réalisé sur le centre de l'image champ proche. La position des fentes est déduite de l'image shear-force (enregistrée simultanément mais non présentée dans ce résumé) et elle est marquée par des rectangles noirs (notons l'angle d'environ 5 degrés que font les fentes par rapport à l'axe horizontal de balayage). Nous pouvons clairement conclure à partir de cette figure que les zones sombres se situent au-dessus des fentes parallèles à la polarisation incidente et les zones chaudes au-dessus des fentes perpendiculaires. Si la polarisation est tournée de 90 degrés, les zones éclairées (respectivement sombres) deviennent sombres (respectivement éclairées). La distribution non parfaite de l'intensité lumineuse au-dessus des fentes peut être reliée à la difficulté d'aligner précisément la polarisation suivant un des axes des fentes (l'image shear-force révèle un écart de 5 degrés) et à un manque de résolution du SNOM dû à l'utilisation d'une pointe diélectrique.

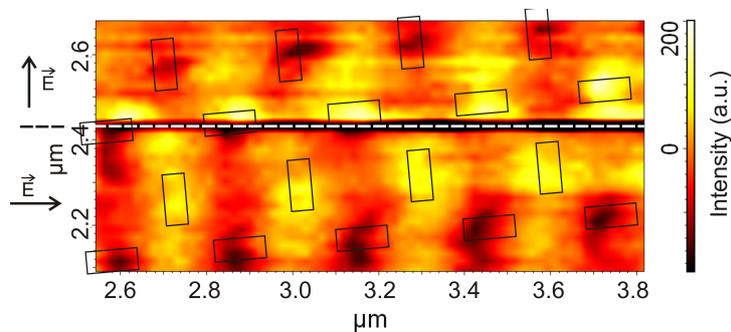


FIGURE 3 : Agrandissement du centre de l'image optique de la figure 2. Les rectangles noirs désignent la position des fentes (déduite de l'image shear-force) et la ligne blanche en pointillés marque le changement de la polarisation incidente d'horizontale à verticale.

4. CONCLUSION

En conclusion nous avons montré un moyen très simple de contrôler le confinement sub-longueur d'onde de la lumière au-dessus de nanostructures métalliques en ajustant la polarisation du faisceau incident. Les images optiques expérimentales exhibent clairement le confinement sub-longueur d'onde car les centres des fentes les plus proches ne sont distant que de 200 nm, c'est-à-dire $\lambda/3$. Ce genre de nanostructures, exploitant l'excitation d'un mode guidé, offre un moyen pratique et souple pour non seulement confiner mais aussi contrôler la lumière en-deçà de la limite de diffraction sans avoir besoin d'intervenir matériellement dans le champ proche.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Aeschlimann, M. Bauer, D. Bayer, T. Brixner, F. J. G. de Abajo, W. Pfeiffer, M. Rohmer, C. Spindler, and F. Steeb, "Adaptive subwavelength control of nano-optical fields," vol. 46, pp. 301–304, 2007.
- [2] G. Lévêque and O. J. F. Martin, "Narrow-band multiresonant plasmon nanostructure for the coherent control of light : an optical analog of the xylophone," vol. 100, p. 117402, 2008.
- [3] F. I. Baida, "Spatiotemporal sub-wavelength near-field light localization," vol. 18, no. 14, p. 14812, 2010.
- [4] R. Gordon and A. G. Brolo, "Increased cut-off wavelength for a subwavelength hole in a real metal," *Opt. Express*, vol. 13, pp. 1933–1938, 2005.

SYNTHESE MULTI-DIELECTRIQUE POUR UNE EXALTATION OPTIQUE GEANTE

Césaire NDIAYE ¹⁾, Myriam ZERRAD ¹⁾, Fabien LEMARCHAND ¹⁾, Dominique AUSSERRE ²⁾
et Claude AMRA ¹⁾

1) Institut Fresnel, UMR CNRS 6133, CNRS, Ecole Centrale Marseille, Université d'Aix-Marseille,
13397 Marseille cedex 20, France

2) Laboratoire de physique de l'état condensé (UMR6087) Université du Maine Avenue Olivier
Messiaen, F-72 085 Le Mans cedex, FRANCE

cesaire.ndiaye@fresnel.fr

MOTS-CLEFS : *amplification, plasmonique, design, résonances*

La recherche d'amplifications géantes du champ électromagnétique dans une structure confinée reste un sujet d'actualité, en particulier pour des applications liées au laser sans seuil, l'optique non linéaire et les microcavités, la microscopie et les capteurs optiques... Nous présentons ici une méthode de synthèse permettant d'aboutir à la meilleure exaltation possible pour l'espace libre, grâce à des structures multicouches planaires. L'optimisation est généralisable à tous type de matériaux et substrats, dont les substrats déjà revêtus de couches minces diélectriques ou plasmoniques.

La technique de calcul est basée sur la méthode des admittances complexes largement utilisée pour synthétiser les fonctions optiques. Toutefois cette technique a été rarement appliquée au cas des hautes fréquences caractéristiques des résonances, parce que ces fréquences restreignent l'admittance à l'axe imaginaire, entraînant une réduction du nombre de degrés de liberté. On montre ici comment sortir de l'axe imaginaire pour rejoindre l'indice effectif du superstrat sur l'axe réel, grâce à une séquence de couches minces alternées de façon appropriée ; le résultat est une absorption totale ($A = 100\%$) accompagnée d'une amplification géante, compte tenu des faibles indices imaginaires des matériaux diélectriques (quelques 10^{-6} en pratique). On montre ensuite comment les phénomènes d'absorption totale et d'amplification géante se rejoignent asymptotiquement.

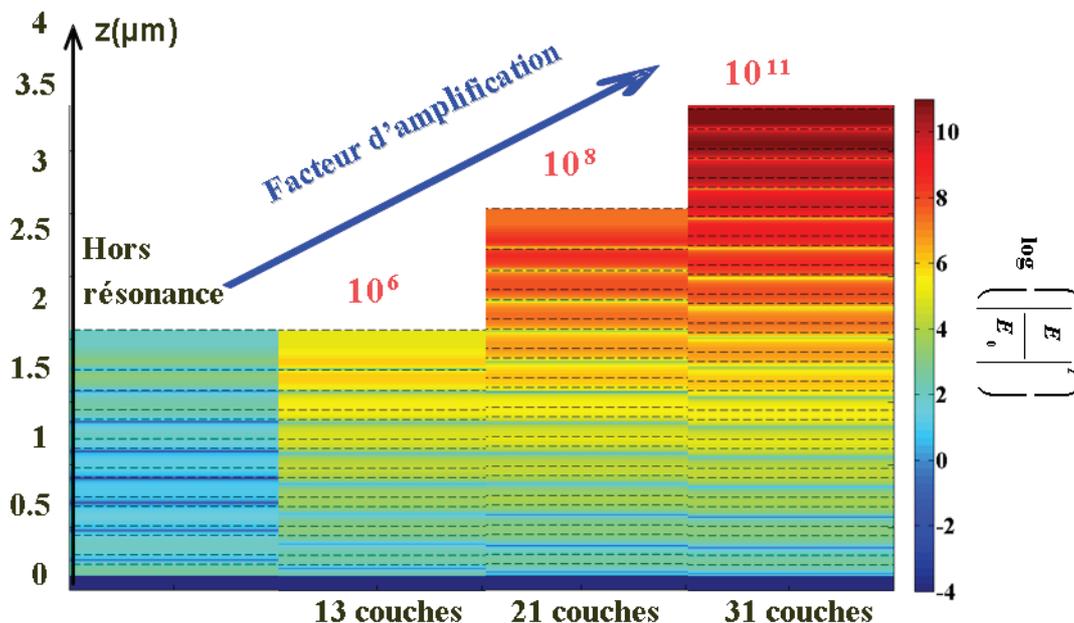


Figure 1 : Structures calculées à la longueur d'onde 633nm et l'incidence 45°. Superstrat = verre, matériaux = TiO₂/SiO₂. Tracés du champ en mode TE pour 13 couches, 21 couches et 31 couches.

A titre d'illustration, on donne en figure 1 une géométrie de multicouche calculée eu égard à l'exaltation recherchée : à chaque valeur de l'amplification du champ (106, 108 ou 1011,...) correspond une séquence particulière (13, 21 ou 31 couches,...) de matériaux diélectriques sous forme de couches minces optiques.

On montre ensuite comment, au-delà des conditions d'éclairement (divergence, largeur de raie...), la précision sur la formule de l'empilement intervient quant à la limitation des performances. Cette réflexion est menée en tenant compte des systèmes actuels de contrôle de fabrication des filtres.

Enfin, la mesure de l'amplification peut être abordée via les phénomènes de diffusion lumineuse dans les filtres multicouches. Chaque résonance vient exciter par diffusion l'ensemble des modes de la structure, comme illustré en figure 2. La variation relative de diffusion entre ces différents modes à la résonance et hors résonance est directement liée à l'amplification.

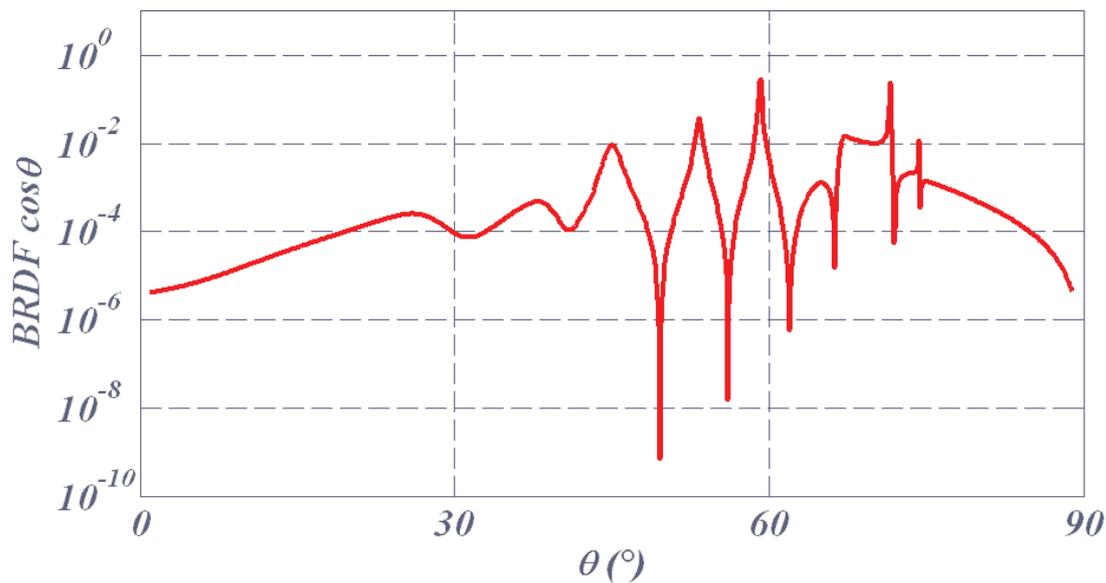


Figure 2 : Diffusion lumineuse à la résonance d'un système multicouche.

Des progrès notables sont attendus, notamment pour les capteurs optiques de l'environnement ou la bio-photonique.

**travaux réalisés dans le cadre du projet ANR SEEC*

REFERENCES

- 1.1 C. Ndiaye, F. Lemarchand, M. Zerrad, D. Ausserré and C. Amra, « Optimal design for 100% absorption and maximum field enhancement in thin film multilayers at resonances under total reflection” Applied Optics, Vol.50 Issue 9, (2011).
- 1.2 "Optimisation de résonances plasmoniques ou multi-diélectriques à la réflexion totale" C. Ndiaye, F. Lemarchand, M. Zerrad, D. Ausserré, C. Amra (DI 3658-02) 2010.
- 1.3 "Supports amplificateurs de contraste" Ausserré, Lemarchand, Zerrad, Amra, (DI 03658-01) 2009.
- 1.4 C. Amra and S. Maure "Mutual coherence and conical pattern of sources optimally excited within multilayer optics," J. Opt. Soc. Am. A 14, 3114-3124 (1997).
- 1.5 C. Amra and S. Maure "Electromagnetic power provided by sources within multilayer optics: free-space and modal patterns," J. Opt. Soc. Am. A 14, 3102-3113 (1997).
- 1.6 Claude Amra and Sophie Maure, "Mutual coherence and conical pattern of sources optimally excited within multilayer optics," J. Opt. Soc. Am. A 14, 3114-3124 (1997)

INVESTIGATION DU MELANGE A QUATRE ONDES ET APPLICATION A LA MESURE SIMULTANEE DE LA DISPERSION ET DU COEFFICIENT KERR SUR DES FIBRES EN VERRES DE CHALCOGENURE

Duc Minh Nguyen^{1,2}, Sy Dat Le^{1,2}, Monique Thual^{1,2}, Thierry Chartier^{1,2}

¹ Université européenne de Bretagne, 5 Boulevard Laënnec, 35000 Rennes, France

² CNRS Foton (UMR 6082), Enssat / Université de Rennes 1, BP 80518, 22305 Lannion, France

dnguyen@enssat.fr

RÉSUMÉ

L'efficacité du mélange à quatre ondes est étudiée en fonction de la dispersion et du coefficient non-linéaire Kerr. Une technique simple qui permet de calculer simultanément les deux paramètres pour des fibres en verres de chalcogénure à partir de cet effet non-linéaire est proposée.

MOTS-CLEFS : *Mélange à quatre ondes, dispersion, coefficient Kerr, fibre en verre de chalcogénure.*

1. INTRODUCTION

Les fibres à cristal photonique en verres de chalcogénure présentent un grand intérêt pour des applications tout optiques liées à leur forte non-linéarité. La dispersion chromatique D pour ces fibres est généralement bien différente de zéro autour de la longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$ [1]. Parmi les effets optiques non-linéaires, le mélange à quatre ondes (FWM) est celui qui nécessite le moins de puissance d'entrée et qui est le plus sensible à la dispersion dont dépend l'accord de phase, paramètre critique du FWM. A notre connaissance, aucune technique basée sur le FWM ne permet de mesurer simultanément les paramètres (D, γ) lorsque la dispersion est grande autour de $1.55 \mu\text{m}$. Les techniques de FWM proposées par M. Jaworski [2] et par H. Chen [3] permettent de déterminer simultanément (D, γ) , mais elles ne fonctionnent que lorsque la longueur d'onde pour laquelle la dispersion est nulle est proche de $1.55 \mu\text{m}$. Dans cet article, nous présentons une technique basée sur le FWM permettant de mesurer simultanément (D, γ) lorsque la dispersion est très différente de zéro à la longueur d'onde de travail ($1.55\mu\text{m}$). La technique est appliquée aux fibres en verre de chalcogénure très fortement non-linéaires.

2. INVESTIGATION DU MELANGE A QUATRE ONDES

Le FWM est un effet optique non-linéaire dans lequel un photon à la fréquence f_4 est généré à partir de trois autres photons à des fréquences f_1, f_2, f_3 . Dans le cas de deux pompes d'entrée à des fréquences f_1 et f_2 telles que $f_1 > f_2$, la puissance du signal anti-Stokes (correspondant à la fréquence haute f_4) dans une fibre chalcogénure peut être calculée par la formule [3,4]

$$P_{anti-Stokes\ chcalco}(L) = \left(n_0^2 / n_{chcalco}^2 \right) \eta^2 \gamma^2 L^2 P_{10}^2 P_{20} \exp(-\alpha L) [1 - \exp(-\alpha L)]^2 / \alpha^2, \quad (1)$$

où P_{10}, P_{20} sont les deux puissances des pompes à l'entrée, L la longueur de fibre, α l'atténuation, n_0 est l'indice de réfraction du cœur d'une fibre en silice monomode standard et $n_{chcalco}$ est l'indice du verre de chalcogénure. Dans le cas où la dispersion est différente de zéro, l'efficacité d'accord de phase η ne dépend que de la dispersion du matériau et des effets non-linéaires. Ce paramètre peut être calculé à partir du paramètre de désaccord de phase Δk [3]-[5].

En utilisant l'équation (1), le paramètre $B(\Delta\lambda, D, \gamma) = 10 \log(\eta^2 \gamma^2)$ peut être calculé facilement à partir de la puissance du signal anti-Stokes mesuré. Son évolution en fonction de la

différence de longueur d'onde entre les deux pompes $\Delta\lambda$ pour différentes valeurs de D et de γ est montrée sur les figures 1a et 1b respectivement. La courbe représentant $B(\Delta\lambda)$ est très sensible à la valeur de D (fig. 1a). Si nous nous concentrons sur la première partie (gauche), on peut voir que lorsque $\Delta\lambda$ augmente, B va augmenter si $D > 0$, diminuer si $D < 0$ et rester inchangée si $D = 0$. De plus, on observe des minima sur les courbes lorsque $D \neq 0$. Concentrons-nous sur le premier minimum de B . Comme le montre la figure 1a, la valeur $\Delta\lambda_0$ correspondant à ce premier minimum dépend fortement de D . L'évolution de $\Delta\lambda_0$ en fonction de D pour différents γ est alors tracée sur la figure 1c pour étudier cette dépendance. Pour une valeur donnée de γ avec une grande marge d'erreur de $\pm 10\%$, une valeur précise de D avec erreur inférieure à $\pm 5\%$ est calculée à partir de la valeur mesurée de $\Delta\lambda_0$. Nous notons que $\Delta\lambda_0$ est régie principalement par D et peu par γ . D'autre part, l'amplitude B_{min} du premier minimum est très sensible à γ . Cette dépendance est représentée sur la figure 1b dans laquelle B est tracée en fonction de $\Delta\lambda$ pour différents γ lorsque $D = -500$ ps/nm/km. L'amplitude B_{min} varie fortement tandis que son $\Delta\lambda_0$ correspondant est à peu près le même pour différents γ . L'évolution de B_{min} en fonction de γ pour une large gamme de D est présentée sur la figure 1d. La sensibilité de $\Delta\lambda_0$ avec D et de B_{min} avec γ est ensuite utilisée pour caractériser (D, γ) d'une fibre optique comme expliqué au paragraphe 3.

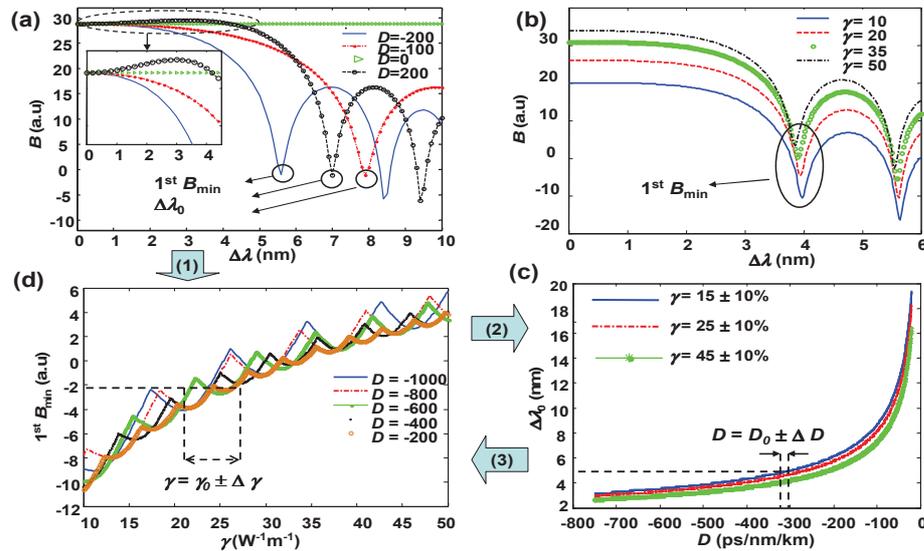


Fig. 1: (a) Evolution de $B(\Delta\lambda)$ pour différents D lorsque $\gamma = 30 W^{-1}m^{-1}$ et (b) pour différents γ lorsque $D = -500$ ps/nm/km. (c) Evolution de $\Delta\lambda_0$ en fonction de D pour différent $\gamma_0 \pm 10\%$. (d) Evolution de B_{min} en fonction de $\Delta\lambda$ pour différents D . Les unités de γ et de D sont $W^{-1}m^{-1}$ et ps/nm/km respectivement.

3. TECHNIQUE DE MESURE ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

La technique de mesure est constituée de 4 étapes. **Etape 1** : lorsque B est calculé, son évolution dans la première partie de la courbe détermine le signe de D (voir Fig. 1a). En particulier, $D > 0$ si B augmente lorsque $\Delta\lambda$ augmente et réciproquement. **Etape 2** : à partir de B_{min} calculé, le coefficient Kerr γ_0 est déterminé sur la figure 1d avec une erreur $\Delta\gamma$ qui n'a pas besoin d'être petite pour un obtenir une valeur précise de D . **Etape 3** : à partir de la valeur de $\Delta\lambda_0$ mesurée, D est déduite en utilisant le diagramme $\Delta\lambda_0(D)$ comme l'illustre la figure 1c pour la valeur $\gamma_0 \pm \Delta\gamma$ obtenue à l'étape précédente. Dans cette étape, étant donné que $\Delta\lambda_0$ dépend principalement de D , une bonne précision de D est toujours obtenue, même si l'erreur sur $\Delta\gamma$ est grande. **Etape 4** : on retourne à l'étape 2 avec D calculé à l'étape 3 pour recalculer γ avec une meilleure précision.

La technique est utilisée pour mesurer simultanément (D, γ) pour une fibre en verre de chalcogénure de composition AsSe à cœur suspendu très fortement non-linéaire. Le schéma de principe de l'expérience et la section transverse de la fibre AsSe sont montrés sur les figures 2a et 2b respectivement. Une pompe modulée à une fréquence de 10 GHz et une pompe continue sont amplifiées, couplées et filtrées à travers un filtre optique de 5 nm de largeur spectrale. Les pompes sont ensuite injectées dans la fibre AsSe et les spectres optiques en sortie sont enregistrés pour différents $\Delta\lambda$ comme l'illustre la figure 2c. L'évolution de $B(\Delta\lambda)$ est alors calculée en utilisant l'équation (1). Les résultats calculés par la nouvelle technique sont $D = -800 \pm 40$ ps/nm/km et $\gamma = 31 \pm 1$ W⁻¹m⁻¹. Avec ces valeurs, la simulation de l'effet d'automodulation de phase est bien en accord avec l'expérience comme illustré sur la figure 2d. De plus, les valeurs calculées sont également en accord avec les valeurs rapportées dans [1] qui sont 31.3 ± 1.5 W⁻¹m⁻¹ pour γ et -820 ± 41 ps/nm/km pour D . La technique est donc validée.

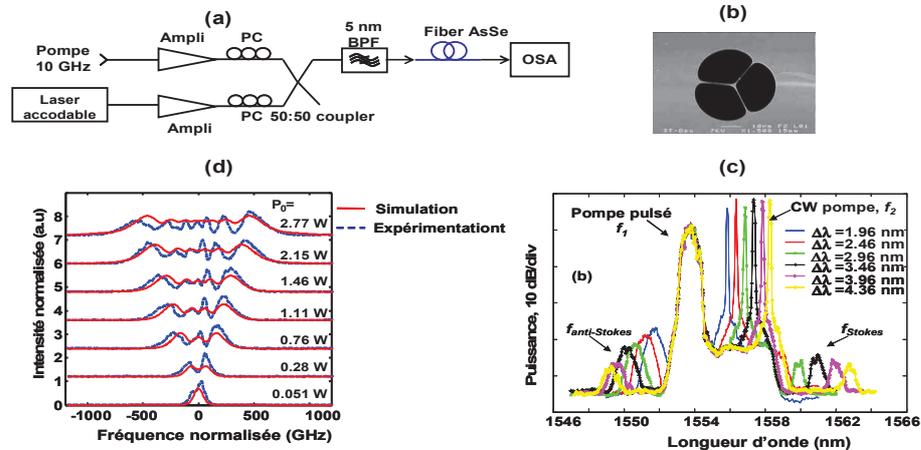


Fig. 2: (a) Schéma de montage de l'expérience. (b) Section transverse de la fibre AsSe. (c) Spectres optiques en sortie de la fibre AsSe. (d) Simulation et mesure d'automodulation de phase.

CONCLUSION

Le mélange à quatre ondes, dans le cas où la dispersion est très différente de zéro à la longueur d'onde de travail, est étudié pour proposer une technique simple qui permet de caractériser simultanément le coefficient Kerr et la dispersion chromatique de fibres fortement non linéaires. La technique est validée avec une fibre fortement non-linéaire en verre AsSe à cœur suspendu.

REMERCIEMENT

Les auteurs remercient J. Troles et P. Toupin de l'UMR CNRS Sciences Chimiques de Rennes ainsi que L. Brilland et D. Méchin de PERFOS (Lannion) pour la fibre non linéaire réalisée dans le cadre du projet ANR FUTUR.

REFERENCES

[1] D. M. Nguyen et al., "Demonstration of nonlinear effects in an ultra-highly nonlinear AsSe suspended-core chalcogenide fiber", IEEE Photon. Technol. Lett. 22 (24) (2010) pp 1844-1846.
 [2] M. Jaworski, "Nonlinear coefficient measurement in non zero dispersion shifted fiber based on FWM method", IEEE Photon. Technol. Lett. 1 pp 237-240 (2002).
 [3] H. Chen, "Simultaneous measurements of non-linear coefficient, zero-dispersion wavelength and chromatic dispersion in dispersion-shifted fibers by four-wave mixing", Optics. Commun. 220 pp 331-335 (2003).
 [4] K. Inoue, "Four-wave mixing in an optical fiber in the zero-dispersion wavelength region", J. Lightw. Technol. 10 (11) 1553-1561 (1992).
 [5] G. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, 4th ed., Chapter 11, New York: Academic (2007).

INTERROGATION PAR INTERFÉROMÉTRIE EN LUMIÈRE INCOHÉRENTE DE RÉSEAUX DE BRAGG À TRAITS INCLINÉS POUR DES APPLICATIONS CAPTEURS

Anne-Françoise Obaton¹, Chujun Wang¹, Guillaume Laffont², Pierre Ferdinand², Jimmy Dubard¹

¹ Laboratoire national de métrologie et d'essais (LNE), Laboratoire commun de métrologie LNE-CNAM (LCM), 29 av. Roger Hennequin, 78197 Trappes Cedex, France

² CEA, LIST, Laboratoire de Mesures Optiques, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

anne-francoise.obaton@lne.fr

RÉSUMÉ

La caractérisation par interférométrie en lumière incohérente d'un capteur à réseau de Bragg à traits inclinés immergé dans différents liquides d'indice est réalisée. Les résultats mettent en évidence les potentialités de la méthode pour le développement de réfractomètres et de capteurs de niveau.

MOTS-CLEFS : *interférométrie en lumière incohérente ; réseau de Bragg ; Capteur à Fibre Optique.*

1. INTRODUCTION

Les réseaux de Bragg en angle photo-inscrits dans une fibre optique sont des composants diffractant la lumière guidée par la fibre optique vers le milieu extérieur [1]. Ce phénomène de diffraction correspond à un couplage entre le mode fondamental guidé incident sur le réseau et des modes non guidés par la fibre optique, à savoir les modes de gaine et les modes radiatifs. Dès lors, toute modification de l'environnement de la gaine optique de la fibre dans laquelle est photo-inscrit le réseau influe sur les caractéristiques des modes de gaines et affecte la réponse spectrale du réseau. En conséquence, les potentialités de ce type de réseau dans le domaine des capteurs sont variées. Ils peuvent aussi bien servir de réfractomètre que de capteur de niveau. Outre ces réseaux, le système comprend un dispositif d'interrogation optique. La méthode optique la plus généralement utilisée consiste en un instrument comprenant une source accordable en longueur d'onde et un simple photo-détecteur. Ce type d'approche fournit des informations dans le domaine spectral mais pas dans le domaine spatial. La méthode d'interférométrie en lumière incohérente (OLCI pour "*Optical Low Coherence Interferometry*"), quant à elle, fournit des informations dans le domaine spectral (module et phase) mais également dans le domaine spatial. Nous proposons donc de l'utiliser pour interroger les réseaux de Bragg en angle. Dans ce papier, nous présenterons les réseaux de Bragg à traits inclinés, la technique OLCI d'interrogation et enfin les premiers résultats de mesure.

2. RÉSEAU DE BRAGG À TRAITS INCLINÉS

En diffractant une partie de la lumière guidée vers des modes de gaine ou des modes rayonnés (Cf. Fig. 1), les réseaux de Bragg en angle permettent en particulier de sonder d'éventuelles variations d'indice de réfraction à l'interface entre la gaine optique et le milieu extérieur. C'est par l'analyse fine des évolutions du spectre en transmission que de telles mesures sont rendues possibles. Le réseau en angle peut alors servir de transducteur de phénomènes bio-chimiques se déroulant en périphérie de la fibre optique, sans que soit nécessaire d'attaquer chimiquement la gaine optique ou de la polir pour accéder au champ évanescent du mode guidé. Sur la Figure 2, nous illustrons les évolutions du spectre en transmission pour différents indices de réfraction du milieu extérieur à la fibre. Des résolutions de 10^{-5} sur la mesure d'indice de réfraction, pour une plage allant typiquement de 1,3 à 1,4 peuvent être obtenues. C'est ainsi que des capteurs du degré de polymérisation de résines pour matériaux composites ont été réalisés. En outre, par une fonctionnalisation de la surface de la gaine en silice, des potentialités pour la réalisation de

biocapteurs ont été démontrées récemment, en réalisant un biofilm combinant des assemblages de multicouches de polyélectrolites, des interactions covalentes puis des interactions de type anticorps-antigène [2]. Or, une perspective intéressante consisterait à compléter une caractérisation spectrale du réseau en angle par des informations de localisation spatiale le long du réseau. Cela permettrait de développer par exemple des capteurs de niveau, mais également d'obtenir des données sur l'homogénéité des mesures d'indice le long du réseau, et donc sur la qualité/homogénéité de biofilms élaborés en sa périphérie.

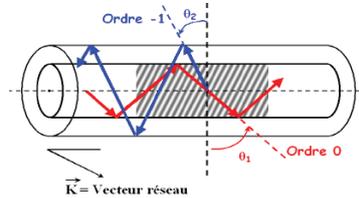


Fig. 1 : Représentation schématique du couplage induit par un réseau de Bragg à traits inclinés et à pas court entre le mode fondamental guidé et un mode de gaine contra-propagatif.

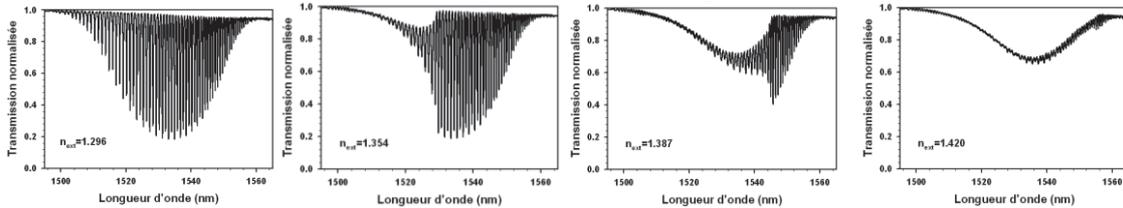


Fig. 2 : Evolution de la réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg en angle ($\theta_{ext} = 16^\circ$) photo-inscrit dans une fibre monomode pour différentes valeurs de l'indice de réfraction du milieu entourant la gaine optique.

3. INTERFÉROMÈTRE EN LUMIÈRE INCOHÉRENTE

Le dispositif expérimental du LNE (Fig. 3) [3] se compose de deux interféromètres de Michelson : l'un en lumière incohérente (source large bande (1510-1620 nm) à profil rectangulaire) permettant de réaliser la mesure et un en lumière cohérente (laser He-Ne stabilisé en fréquence) permettant de réaliser un échantillonnage spatial régulier. Outre des informations en distance, cet échantillonnage permet de procéder à une transformée de Fourier sur les données spatiales et d'obtenir des informations dans le domaine spectral (module et phase). Les deux interféromètres ont en commun leur bras de référence comportant un miroir mobile se déplaçant sur coussin d'air.

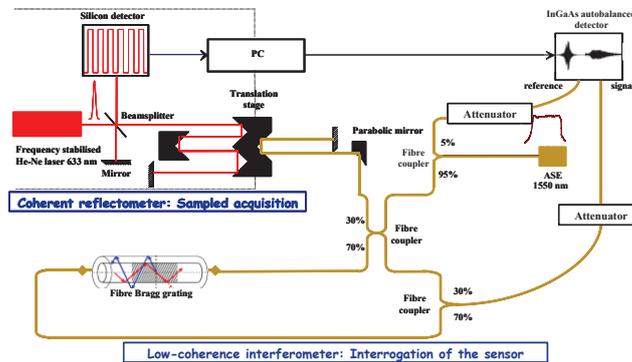


Fig. 3 : Représentation schématique du dispositif d'interférométrie en lumière incohérente (OLCI).

L'interférogramme détecté $I(\delta)$ représente la partie réelle de la transformée de Fourier inverse (TF^{-1}) du produit du spectre de la source $S(\sigma)$ par le facteur de transmission complexe $T(\sigma)$ du composant sous test *i.e.* :

$$I(\delta) = \text{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} S(\sigma) \tilde{T}(\sigma) \exp(j2\pi\sigma\delta) d\sigma \right\} \quad (1)$$

où δ représente la différence de chemin optique entre les deux bras autour de la position d'équilibre, et σ le nombre d'onde (l'inverse de la longueur d'onde).

4. INTERROGATION OLCI D'UN RÉSEAU DE BRAGG À TRAITs INCLINÉS

L'intérêt de l'OLCI sur la méthode plus traditionnelle en transmission serait d'interroger des réseaux de Bragg à traits inclinés à vocation « capteur de niveau » et de caractériser les inhomogénéités d'indice de réfraction extérieur le long du réseau. En effet, contrairement à la méthode traditionnelle, la technique OLCI fournit également des informations dans le domaine spatial. Cependant, avant de réaliser ce type de mesure, afin de mettre en évidence la pertinence de la technique et d'analyser la réponse OLCI d'un réseau de Bragg à traits inclinés, des mesures préliminaires dans un contexte « réfractomètre » ont été réalisées. Le réseau de Bragg a été successivement immergé dans quatre solutions d'indice de valeur $n_{ext} = 1,37 ; 1,38 ; 1,39$ et $1,40$. Pour chaque valeur d'indice n_{ext} , le réseau a été caractérisé avec l'OLCI. On observe 2 interférogrammes dans le domaine spatial et des pics de résonance sur le module dans le domaine spectral. La variation de n_{ext} affecte la réponse du réseau. Cette variation, rappelons-le, s'observe dans le domaine spatial ainsi que dans le domaine spectral, sur les mesures OLCI. Dans le domaine spatial, la signature OLCI du réseau présente deux interférogrammes (Fig. 4(a)). Le 1^{er} correspond à la transmission directe du mode fondamental LP_{00} tandis que le 2^{ème} correspond au couplage du mode LP_{00} avec le mode de gaine contra-propagatif réfléchi à l'interface entre la gaine de la fibre (d'indice $n_{gaine}=1,46$) et le milieu extérieur (Fig. 1). En fait, plus la différence $n_{gaine}-n_{ext}$ diminue, et plus la réponse spectrale du réseau en angle est liée à des modes de gaine d'ordre bas associés à des angles de diffraction faibles par rapport à l'axe de propagation de la fibre. Cela se traduit par une augmentation de la distance entre les interférogrammes et une diminution de l'amplitude du 2^{ème} interférogramme. Dans le domaine spectral (Fig. 4 (b)), on observe une diminution du nombre des pics de résonance sur le module du facteur de transmission. En revanche, sur le spectre de phase rien de significatif n'est observé.

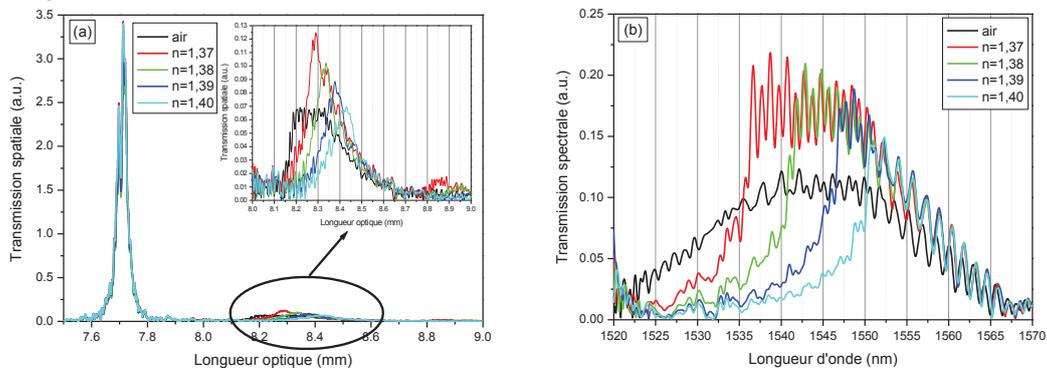


Fig. 4 : Signature OLCI d'un réseau de Bragg à traits inclinés immergé dans différents liquides d'indice (a) réponse spatiale : enveloppe des interférogrammes ; (b) réponse spectrale : module de la TF^{-1} .

CONCLUSION

L'interrogation, par interférométrie en lumière incohérente (OLCI), d'un capteur à réseau de Bragg à traits inclinés immergé dans différents liquides d'indice a été présentée. Les résultats mettent en évidence la sensibilité de la technique OLCI à analyser ce type de composant utilisé comme réfractomètre. Ces mesures préliminaires vont se poursuivre par l'interrogation d'un capteur de niveau à réseau de Bragg en angle, où l'OLCI devrait présenter l'avantage, sur les techniques traditionnelles, de fournir des informations de localisation spatiale le long du réseau. La mise en œuvre nécessitera la fabrication d'une cuve dans laquelle sera plongé progressivement le réseau.

RÉFÉRENCES

- [1] G. Laffont and P. Ferdinand, "Tilted short-period fibre-Bragg-grating-induced coupling to cladding modes for accurate refractometry", *Measurement Science and Technology*, vol. 12, pp. 765-770, 2001.
- [2] S. Maguis, G. Laffont, P. Ferdinand, B. Carbonnier, K. Kham, T. Mekhalif and M.-C. Millot, "Biofunctionalized Tilted Fiber Bragg Gratings for label-free immunosensing", *Optics Express*, vol. 16, no. 19, 2008.
- [3] A-F. Obaton, A. Quoix, and J. Dubard, "Uncertainties on distance, and chromatic dispersion measurement using Optical Low Coherence Reflectometry", *Metrologia*, vol. 45, pp. 83-92, 2008.

COUPLEUR DIRECTIONNEL ACTIF EN NIOBATE DE LITHIUM FONCTIONNANT A LA LONGUEUR D'ONDE DE 2050 NM

Yvan Pawela*¹, Nicolas Grossard¹, Florian Le Mounier², Fabien Gibert², Jérôme Hauden¹

¹ *Photline Technologies, 25000 Besançon, France*

² *IPSL-LMD, Ecole polytechnique, 91128 Palaiseau, France*

*yvan.pawela@photline.com

RÉSUMÉ

Nous rapportons ici pour la première fois le design et la fabrication d'un coupleur directionnel actif en niobate de lithium fonctionnant à la longueur d'onde originale de 2050 nm. Ce coupleur actif est basé sur une architecture d'électrodes alternant trois sections alternatives $\Delta\beta$. Le composant est dédié à des applications de type Lidar pour la détection de gaz dans l'atmosphère.

MOTS-CLEFS : *coupleur directionnel actif, niobate de lithium, infrarouge 2050 nm.*

1. INTRODUCTION

Pour la détection atmosphérique de gaz, de nouveaux instruments DIAL (Differential Absorption Lidars) sont développés. Ces instruments fonctionnent dans des fenêtres spectrales spécifiques comme par exemple pour la détection du dioxyde de carbone où il faut travailler autour de la longueur d'onde 2050nm. [1,2]. Dans le cadre d'une absorption différentielle, il est nécessaire de travailler avec deux longueurs d'onde. La première est la longueur d'onde d'absorption du gaz à détecter tandis que la deuxième est une longueur d'onde non absorbée par le gaz, qui sert de référence. Le système DIAL développé utilise un laser Q-switched Ho:YLF émettant à 2050 nm et un système de détection hétérodyne. L'utilisation de ces instruments à fibres optiques nécessite la conception et la fabrication d'un coupleur directionnel intégré actif fonctionnant à la longueur d'onde de 2050 nm.

L'optique intégrée sur niobate de lithium est très développée pour des applications en télécommunications ultra-rapides ou pour des applications capteurs et instrumentation [3]. Si ce cristal est plutôt connu pour travailler à des longueurs d'onde de 800 nm, 1064 nm, 1300 nm ou encore 1550 nm, il n'en reste pas moins transparent sur une fenêtre spectrale allant de 400 nm à 5500 nm [4]. Dans le cadre d'une utilisation DIAL, nous avons développé un coupleur directionnel actif 2x2 fonctionnant à la longueur d'onde de 2050 nm et basé sur une architecture d'électrodes de polarité inversée $\Delta\beta$ [5,6].

La partie suivante décrit le principe du coupleur actif avec ses trois sections $\Delta\beta$ fonctionnant à 2050 nm. Le troisième paragraphe présente la fabrication du composant et les performances finales du coupleur.

2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT ET FABRICATION

Le composant (Fig. 1) est un coupleur 2x2 dont les guides sont réalisés par diffusion de titane sur un substrat de niobate de lithium en coupe X. La largeur des guides d'onde est égale à 10 μm afin d'être strictement monomode en polarisation TE à une longueur d'onde $\lambda=2050$ nm. Les deux guides, parfaitement identiques, sont fabriqués avec une courbure en S à faibles pertes qui les rapproche l'un de l'autre jusqu'à un gap de 20.5 μm où l'interaction par couplage évanescent n'est plus négligeable. La distance de propagation des deux guides séparés par ce gap est appelée longueur d'interaction L. Elle est égale à 38 mm. Les guides d'onde sont espacés de 250 μm en entrée et sortie du composant. Un jeu de trois sections d'électrodes coplanaires alternées de longueur L/3 est placé en surface de guide de manière à obtenir le meilleur recouvrement électro-optique entre les modes optiques et le champ électrique. A l'intérieur de chaque section de longueur

$L/3$, les électrodes montées en push-pull, génèrent un champ électrique identique mais de signe opposé dans chacun des deux guides parallèles, créant ainsi une différence de constante de propagation, $\Delta\beta$. Les différentes sections sont connectées entre elles de manière à obtenir alternativement des champs électriques opposés le long de la propagation lorsque l'on applique une seule tension électrique. Ainsi la succession de sections d'électrodes de polarité inversée, permet d'obtenir une alternance positive et négative de $\Delta\beta$. Dans chaque section, l'électrode centrale a une largeur égale à $5 \mu\text{m}$ et le gap entre les électrodes centrale et latérales est de $16.5 \mu\text{m}$. Les faces d'injection des puces sont polies et munies de fibres doubles à maintien de polarisation. L'ensemble est monté dans un boîtier métallique.

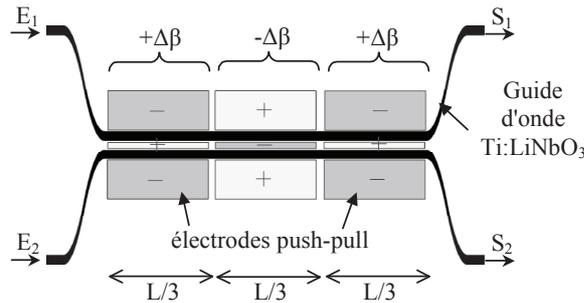


Figure 1: schéma du coupleur avec 3 sections d'électrode " $\Delta\beta$ "

Les deux guides pouvant être vus comme deux oscillateurs couplés, le mode optique peut passer d'un guide à l'autre. On dit alors que le coupleur est dans l'état croisé. En revanche, lorsque le mode optique reste à 100% dans le même guide optique en sortie du coupleur, le coupleur est dans l'état parallèle. La longueur d'interaction nécessaire pour faire transiter la lumière d'un guide à l'autre s'appelle la longueur de couplage L_c . Pour déterminer les états croisés et les états parallèles en fonction de la tension appliquée aux bornes des électrodes, et au rapport L/L_c , nous utilisons les équations des modes couplés [7]. Les solutions de ces équations nous donnent les conditions pour obtenir un état croisé ou un état parallèle. On détermine ainsi le diagramme de commutation (Fig. 2a) en fonction du rapport L/L_c et de la tension appliquée aux bornes de l'électrode. Pour un rapport $L/L_c=4$ (Fig. 2b), il faut appliquer une tension d'environ 7.5 V pour passer d'un état croisé au repos ($V=0\text{V}$) à un état parallèle.

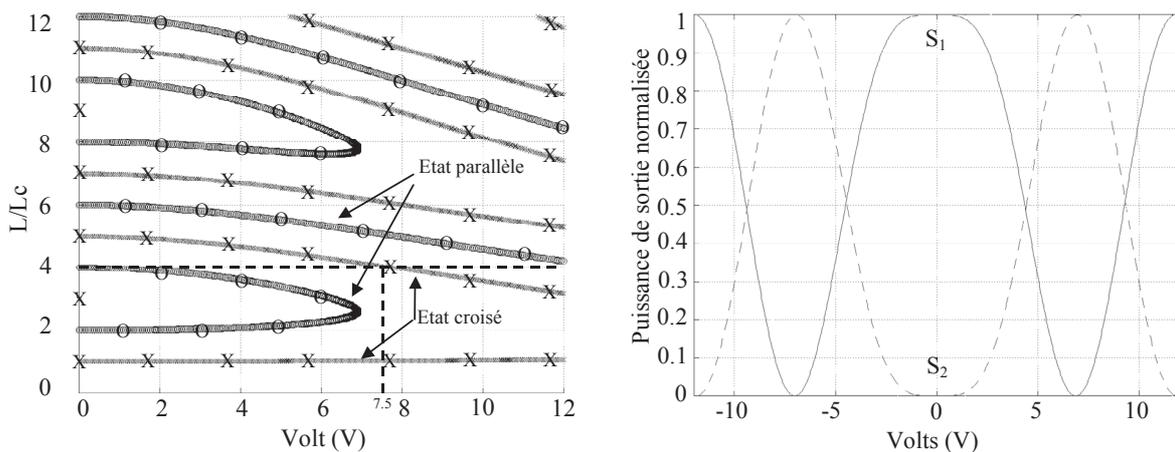


Figure 2: (a) diagramme de commutation pour un coupleur à 3 sections d'électrodes. (b) couplage entre les 2 sorties en fonction de la tension appliquée (V)

3. TESTS ET PERFORMANCES

Le coupleur est testé avec un signal de fréquence $f=4$ kHz et d'amplitude 8 V crête à crête avec un point de fonctionnement réglé à 4.54 V. La source est un laser DFB fonctionnant à 2050 nm. On caractérise la puissance optique sur les sorties S1 et S2 du coupleur en injectant la lumière dans l'entrée 1 puis dans l'entrée 2 et utilisant un photodétecteur InGaAs fonctionnant à 2 μ m. Le résultat est visualisé sur un oscilloscope (Fig. 3a et 3b).

Les pertes optiques mesurées sont d'environ 4.5 dB, incluant les doubles fibres optiques fonctionnant à 1550 nm et les connecteurs FC/APC. La tension nécessaire pour passer d'un état croisé à un état parallèle est égale à 8 V environ. Les diaphonies entre les deux voies de sortie du coupleur ont été mesurées respectivement à -26 dB et -18 dB pour des tensions appliquées sur les électrodes de 0.5 V et de 8.5 V. Ces résultats expérimentaux sont conformes aux simulations, en particulier en termes de tension de commande. Testé en mode impulsif, le temps de commutation a été estimé à 2 μ s. Dans le cadre d'une application DIAL, le taux de répétition requis du système est de l'ordre de 1 à 10 kHz, la diaphonie inférieure à -15 dB, et le temps de commutation inférieure typiquement à 25 μ s. Aucune dérive des points de fonctionnement n'a été constatée en fonctionnement ou pendant les tests.

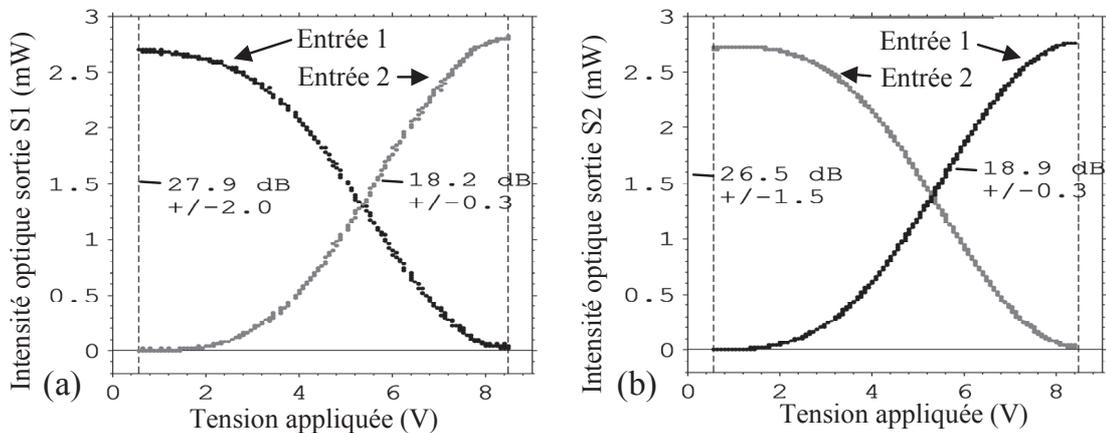


Figure 3: (a) Fonctions de transfert I(V) à chaque sortie optique, pour chaque voie d'entrée. (a) sortie S1, injection entrée 1 (I1) et 2 (I2). (b) sortie S2, injection entrée 1 (I1) et 2 (I2).

CONCLUSION

Nous avons présenté la conception, puis la fabrication d'un coupleur actif intégré sur niobate de lithium fonctionnant à la longueur d'onde originale de 2050 nm. Au niveau des performances, la diaphonie la plus grande est de -18 dB environ avec une tension de commutation de 8 V. Les pertes mesurées avec fibres doubles et connecteurs sont de 4.5 dB environ. Ce coupleur est destiné à être utilisé pour des applications DIAL dans le cadre de la détection de gaz atmosphérique.

RÉFÉRENCES

- [1] F. Gibert, P.H. Flamant, D. Bruneau, C. Loth, "Two-micrometer heterodyne differential absorption lidar measurements of the atmospheric CO2 mixing ratio in the boundary layer", *Appl. Opt.*, 45, 4448-4458, 2006.
- [2] F. Gibert, G. Koch, K.J. Davis, J.Y. Beyon, T. Hilton, A. Andrews, P. Flamant and U.N. Singh, "Can CO2 turbulent flux be measured by lidar? A preliminary study," *J. Atmos. Ocean. Technology*, 10.1175/2010JTECHA1446.1, 2010.
- [3] E. Wooten, K. Kissa, A. Yi-Yan, E. Murphy, D. Lafaw, P. Hallemeier, D. Maack, D. Attanasio, D. Fritz, G. McBrien, D. Bossi, "A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, no. 1, pp. 69-82, Jan. 2000.
- [4] D. N. Nikogosyan, *Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey*, Springer, HAM, USA, 2005, ch. 4, pp. 35-54.
- [5] H. Kogelnik and R. V. Schmidt, "Switched Directional Couplers with Alternating $\Delta\beta$ ", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Volume 12, no. 7, pp. 396-401, July 1976.
- [6] A. Schnapper, M. Papuchon, C. Puech, "Remotely Controlled Integrate Directional Coupler Switch", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Volume 17, no. 3, march 1981
- [7] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, Academic Press, New-York, 1974.

RESULTATS SUR LA CORRECTION DE POINT DE FONCTIONNEMENT DE MODULATEURS ELECTRO-OPTIQUES PAR LASER FEMTOSECONDE

Yvan Pawela ^{1*}, Nicolas Grossard ¹, Pierre-Ambroise Lacourt ², Jérôme Hauden ¹

¹ Photline Technologies, 25000 Besançon, France

² Institut Femto-ST, Université de Franche-Comté, 25000 Besançon, France

* : yvan.pawela@photline.com

RÉSUMÉ

Nous présentons ici des résultats expérimentaux de correction du point de fonctionnement de modulateurs d'intensité électro-optiques intégrés sur niobate de lithium. Cette correction consiste en l'application d'un déphasage permanent dans l'un des bras de l'interféromètre type Mach-Zehnder à l'aide d'un laser femtoseconde amplifié. Ce déphasage est possible en faisant varier localement l'indice effectif du guide par fine ablation de la surface du guide. Les données expérimentales obtenues sur plusieurs modulateurs sont conformes à nos simulations et montrent qu'un déphasage de π radians est réalisable sans augmentation significative des pertes de transmission du composant. Cette technique permet une correction post-fabrication du dispositif avec contrôle en temps réel du déphasage appliqué.

MOTS-CLEFS : *laser femtoseconde, modulateur électro-optique, point de fonctionnement statique.*

1. INTRODUCTION

L'optique intégrée sur niobate de lithium représente un grand intérêt pour les applications en télécommunications, instrumentation et capteurs [1]. En particulier, les modulateurs d'intensité de type d'interféromètre de Mach-Zehnder font partie des composants les plus utilisés. Ces composants ont une courbe de transmission de la forme $I(V)=1/2[1+\cos(\pi V/V_\pi+\varphi_0)]$. La plupart des applications (télécoms, capteurs) exigent une valeur de φ_0 spécifique qui est généralement obtenue en appliquant une tension continue (V_{bias}) entre des électrodes coplanaires dédiées. Cette solution présente néanmoins des inconvénients en termes de coûts et d'encombrement. Cependant, nous avons démontré [2,3] qu'il était possible de décaler définitivement le point de fonctionnement statique au repos du modulateur, c'est à dire sans application d'un champ électrique, par nano-ablation de la surface du guide grâce à un laser femtoseconde amplifié.

Dans cette communication, nous présentons des résultats de simulation permettant de déterminer le régime d'ablation idéal en termes de rapport déphasage/pertes. Des résultats expérimentaux illustrant la validité de ces calculs sont également rapportés. Nous démontrons en particulier qu'un déphasage de π entraînant une pénalité de moins de 0.5 dB est possible.

2. APPROCHE NUMERIQUE

Les simulations du déphasage et des pertes induits par un tir laser ont été réalisées à partir de la modélisation du profil d'indice des guides en niobate de lithium dopés par diffusion de titane [4]. Ce profil d'indice a été complété par l'ajout d'un impact de surface de forme supergaussienne d'ordre 6, de profondeur H, de largeur à mi-hauteur L, situé à la verticale du centre du guide. L'indice effectif du profil d'indice ainsi obtenu a été calculé à l'aide de la méthode des indices effectifs [5]. En comparant l'indice effectif d'un guide non ablaté à l'indice effectif d'un guide ablaté, nous avons pu remonter au déphasage induit pour chaque profil d'impact. Le calcul des pertes a été réalisé par recouvrement des modes optiques issus du profil d'indice avec et sans impact, calculés par la méthode de Galerkin [6]. Nous avons réalisé une vaste campagne de simulation en modifiant la profondeur (100 nm, 200 nm, 300 nm et 400 nm) et la largeur à mi-

hauteur des impacts (0.5 μm , 1.5 μm , 2.5 μm , 4.5 μm et 6.5 μm). Ces paramètres ainsi que la nature supergaussienne des impacts ont été déterminés à la suite d'une série de tirs préliminaires sur des guides plans. Les guides ainsi traités ont été caractérisés au microscope électronique à balayage (MEB) et au microscope à force atomique (AFM), ce qui nous a permis d'une part d'obtenir un profil réaliste des impacts sur la surface, et d'autre part de constituer une base de paramètres de tir (fluence, polarisation) permettant d'obtenir un profil donné.

Les résultats numériques obtenus sont synthétisés sur la Figure 1. A partir du déphasage et de l'atténuation engendrée par un impact unique, nous avons déterminé le nombre de tirs nécessaires à l'obtention d'un déphasage de π radians et l'atténuation totale correspondante. On remarque que la profondeur de l'impact et, dans une moindre mesure, sa largeur, jouent un rôle critique sur l'atténuation engendrée par le tir. Ceci s'explique aisément par une perturbation d'autant plus grande du mode guidé que l'impact est profond. En revanche, on observe que les tirs les moins larges et profonds déphasent d'autant moins le champ et requièrent donc un nombre plus important d'impacts à déphasage total égal. En extrapolant à partir de ces résultats, il apparaît qu'une série d'impacts de profondeur inférieure à 100 nm et de diamètre de l'ordre du micron permet d'obtenir de façon réaliste un déphasage de π rad avec des pertes acceptables.

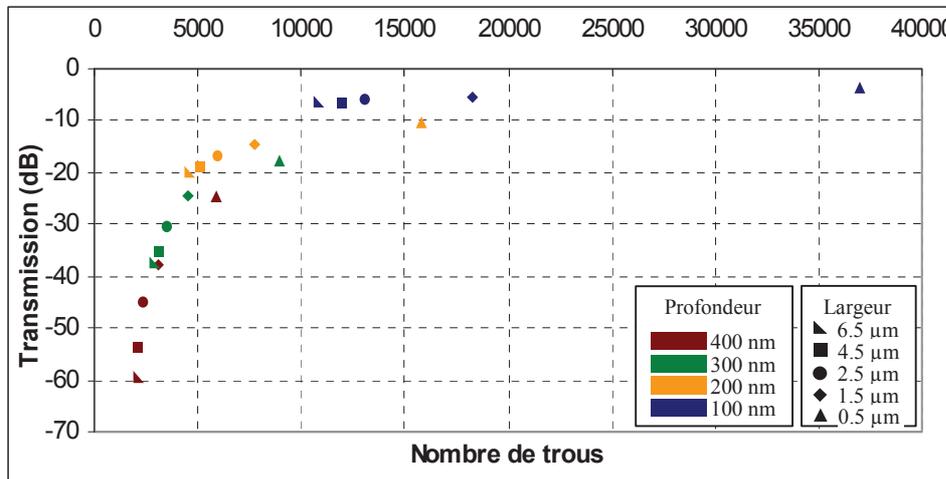


Figure 1: évolution de la transmission en fonction du nombre de tirs laser pour obtenir un déphasage total de π rad. Les valeurs sont données pour différentes profondeurs (100, 200, 300 et 400 nm) et largeurs (0.5, 1.5, 2.5, 4.5, et 6.5 μm) de l'impact.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX DE CORRECTION DE MODULATEUR

A la suite de ces résultats numériques, nous avons réalisé une expérience de correction en temps réel de modulateur fibrés en boîtier. Le guide a été réalisé par diffusion de titane sur un substrat de niobate de lithium coupe X. Les paramètres de tir souhaitables afin d'obtenir une profondeur et un diamètre donné ont été déduits des campagnes de tir systématiques précédentes. Chaque impact a été obtenu par un tir laser unique focalisé en surface via un objectif à longue distance de travail de grandissement $\times 20$ et d'ouverture numérique 0,4. Une description plus complète du système est donnée dans [2]. La fluence de chaque tir est choisie très proche du seuil d'ablation du niobate de lithium, soit 1.55 J/cm². Une caractérisation a posteriori a montré que les impacts obtenus dans ces conditions ont une profondeur de 70 nm environ pour une largeur à mi-hauteur proche de 1 μm (Figure 2), ce qui correspond (Figure 1) à un nombre d'impacts supérieur à 37000 pour obtenir un déphasage total de π .

Lors du tir, seul le couvercle du modulateur (entièrement finalisé et en boîtier) est déposé pour les besoins de l'usinage. Une source continue accordable (Tunics Plus) est injectée dans le modulateur, qui est piloté par un générateur basse-fréquence ajusté de façon à balayer au moins V_π .

La puissance optique à la sortie du modulateur est contrôlée en temps réel avec un photodétecteur InGaAs, ce qui permet de visualiser l'évolution de la courbe $I(V)$ lors du procédé.

La Figure 3 représente la courbe de transmission du modulateur avant (gauche, bleu clair) et après (droite, violet) la correction par tir laser. Lors de ce test, après 1000 tirs à une fluence de 1.612 J/cm^2 , la courbe est décalée d'environ $\pi/48$. Les pertes mesurées sont de $1.03e^{-2} \text{ dB}$. La distance séparant chaque tir est de $1 \mu\text{m}$. On estime donc qu'un déphasage de π nécessite 48000 tirs laser et que la pénalité induite est inférieure à 0.495 dB . Ce sont des résultats qui sont parfaitement compatibles avec les simulations de la Figure 1.

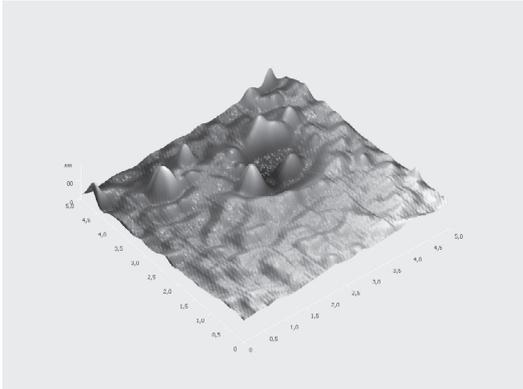


Figure 2: image au microscope à force atomique (AFM) d'un impact, tiré au voisinage du seuil d'ablation laser du niobate de lithium.



Figure 3: variation de l'intensité lumineuse détectée en sortie du composant en fonction de la tension appliquée (fonction de transfert $I(V)$) pour 1000 impacts espacés de $1 \mu\text{m}$ et de fluence 1.612 J/cm^2 .

CONCLUSION

Nous avons présenté les résultats de correction du point de fonctionnement de modulateurs électro-optiques intégrés sur niobate de lithium par laser femtoseconde. Nos résultats de simulation, confirmés par des résultats expérimentaux, nous permettent d'envisager obtenir un déphasage de π avec une pénalité inférieure à 0.5 dB . Il apparaît que ces performances imposent un nombre très importants d'impacts de faible largeur ($< 1 \mu\text{m}$) et surtout très peu profonds ($< 100 \text{ nm}$), le facteur limitant de l'opération devenant la place disponible sur la longueur du guide.

RÉFÉRENCES

- [1] E. Wooten, K. Kissa, A. Yi-Yan, E. Murphy, D. Lafaw, P. Hallemeier, D. Maack, D. Attanasio, D. Fritz, G. McBrien, D. Bossi, "A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, no. 1, pp. 69–82, Jan. 2000.
- [2] Y. Pawela, P.A. Lacourt, J. Hauden, F. Courvoisier, N. Grossard et J. Dudley, "Correction de phase de modulateurs intégrés sur niobate de lithium par laser femtoseconde", JNOG Lille 2009.
- [3] Y. Pawela, N. Grossard, P.A. Lacourt, et J. Hauden, "Modélisation du déphasage induit par ablation laser sur un guide optique intégré sur Niobate de Lithium", JNOG Besançon 2010.
- [4] S. Fouchet, A. Carencio, C. Daguét, R. Guglielmi, L. Riviere, "Wavelength dispersion of Ti induced refractive index change in LiNbO_3 as a function of diffusion parameters", *IEEE J. of Lightwave Tech.*, vol. 5, no. 5, pp. 700-708, Mai 1987.
- [5] G. B. Kocker, W. K. Burns, "Mode dispersion in diffused channel waveguides by the effective index method", *Applied Optics*, vol. 16, no. 1, pp. 113-118, Jan. 1977.
- [6] D. Marcuse, "Solution of the vector wave equation for general dielectric waveguides by the Galerkin Method", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, no. 2, pp. 459–465, Feb. 1992.

MODÉLISATION D'UN LASER À FIBRE ÉMETTANT À 800 NM

Pavel Peterka¹, Ivan Kasik¹, Bernard Dussardier², Wilfried Blanc²

¹ *Institute of Photonics and Electronics ASCR, v.v.i., 18251 Prague, République Tchèque*

² *Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Université de Nice-Sophia Antipolis, CNRS UMR6622, Avenue Joseph Vallot, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France*

wilfried.blanc@unice.fr

RÉSUMÉ

Les lasers à fibres émettant vers 800 nm sont développées pour différentes applications telles que le médical ou le pompage des fibres dopées au Bi. Nous présentons dans cette communication la première modélisation numérique d'un tel dispositif. Trois verres sont étudiés : silice, silice modifiée (+aluminium) et ZBLAN. Pour 5 W de pompe à 1064 nm, une puissance laser de 2 W à 810 nm est prédite pour une fibre à base de silice modifiée. Cette puissance égale celle des fibres fluorées actuellement disponibles. De plus, une accordabilité de 30 nm est prévue.

MOTS-CLEFS : *fibres lasers, thulium, modélisation, transferts d'énergie*

1. INTRODUCTION

La plupart des longueurs d'onde de fonctionnement fiable offertes par des composants à fibres dopées avec des ions de terres rares sont situées autour de 1, 1,5 et 2 μm grâce à des dopages à l'ytterbium, erbium et thulium, respectivement. Nous proposons d'étudier une fibre dopée au thulium (TDF) à base de silice émettant à une longueur d'onde plus courte, vers 800 nm. Cette longueur d'onde permettrait, d'une part, d'étendre le domaine spectral couvert par des dispositifs à fibres. D'autre part, elle pourrait être utilisée pour pomper certains types de lasers et d'amplificateurs (par exemple les fibres dopées au bismuth). Un laser à fibre efficace dans la région spectrale de 800 nm pourrait aussi être utilisé dans le médical ou potentiellement pour remplacer le laser titane saphir dans certaines applications. Les amplificateurs et laser autour de 810 nm ont été étudiés en utilisant des TDF à basse énergie de phonon tels que les verres fluorés présentant une forte efficacité quantique du niveau supérieur laser ($^3\text{H}_4$). Une puissance de sortie allant jusqu'à 2 W et une efficacité de 37 % ont été atteintes dans de telles fibres [1]. Toutefois, la puissance de sortie a été limitée à cause du faible seuil d'endommagement de ce verre. La silice est préférable mais sa haute énergie de phonon limite *a priori* son utilisation. Cependant, nous avons montré qu'en ajoutant de l'aluminium, l'efficacité quantique du niveau $^3\text{H}_4$ peut être multipliée par 4 [2]. Nous présentons dans cette communication la première analyse théorique d'un tel dispositif. La potentialité d'un TDF à base de silice est alors discutée en comparaison avec un verre fluoré (ZBLAN).

2. LE LASER À FIBRE ET LES CARACTÉRISTIQUES DES FIBRES

Le système de pompage de la fibre laser repose sur un mécanisme d'*upconversion* représenté sur la Fig. 1a. Il peut être configuré de façon compacte dans un système tout fibré tel qu'indiqué sur la Fig. 1c. Les lasers à fibre dopés à l'ytterbium peuvent servir de sources de pompage fiable et peu coûteux. Cependant, le pompage à une seule longueur d'onde autour de 1060 nm conduit à la deuxième étape non voulue de l'absorption dans l'état excité (ESA) vers le niveau $^1\text{G}_4$. En outre, la promotion des ions thulium vers des niveaux supérieurs devient plus probable. Cela pourrait conduire à la formation de centres colorés et par conséquent au photonoircissement. Une alternative consiste à utiliser deux longueurs d'onde de pompe. Ce régime de pompage ainsi que la configuration laser sont représentés Fig. 1b et Fig. 1d, respectivement. Seule la première configuration est discutée dans ce résumé. La seconde sera présentée lors de la communication.

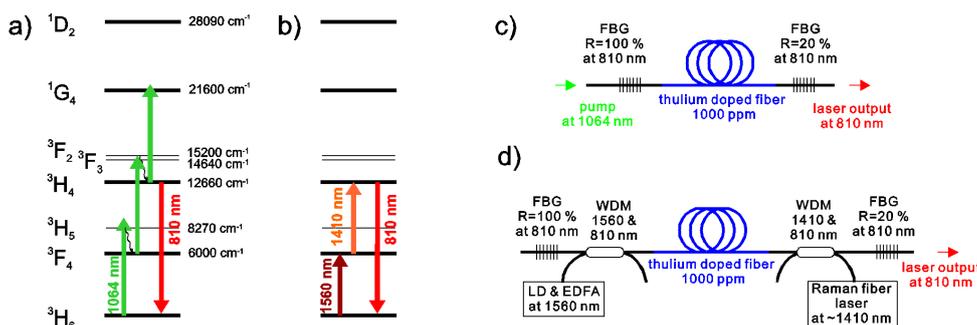


FIGURE 1 : diagrammes des niveaux d'énergie du thulium avec une seule longueur d'onde de pompage (a) ou avec deux longueurs d'onde de pompe (b) et les montages laser correspondants pour TDF simple (c) et à double longueur d'onde (d) de pompage.

Dans la modélisation, la concentration en ions thulium est fixée à 1000 ppm mol. Les processus de transfert d'énergie entre ions sont considérés comme faibles à cette concentration. Des pertes de la cavité cumulées de 1 dB sont pris en compte à cause des pertes d'insertion entre les composants. Trois verres ont été étudiés : silice, silice modifiée (avec une concentration en Al_2O_3 de 10 %mol [2]) et ZBLAN. Les durées de vie de fluorescence de ces matériaux sont indiquées dans le tableau 1.

TABLE 1 : Durées de vie de fluorescence des niveaux d'énergie du thulium dans trois fibres optiques de verres différents. Les valeurs sont indiquées en μs .

Niveau d'énergie de Tm^{3+}	silice	silice modifiée	ZBLAN
3F_4	335	430	9000
3H_4	14,2	58	1350
1G_4	784	540	1110

3. LES RÉSULTATS DE SIMULATION NUMÉRIQUE

Pour prédire la performance des dispositifs à base de fibres dopées au thulium et leur optimisation, nous avons développé un modèle numérique, résolu spatialement et spectralement [3]. Nous avons optimisé les paramètres de la fibre (rayon du coeur - a , l'ouverture numérique - ON, rayon de dopage avec thulium) et de la cavité (la réflectivité du miroir de sortie, longueur du TDF) en fonction de la configuration la plus simple et compacte (Fig.1c). En général, la pente laser ne peut pas être constante avec l'augmentation de puissance de la pompe à cause du remplissage progressif du niveau 1G_4 . Par conséquent, pour une puissance de pompe donnée, tous les paramètres de la fibre et de la cavité laser ont été optimisés pour une puissance de sortie maximale à la longueur optimale des fibres. La puissance de sortie a été trouvée très peu sensible à la réflectivité des fibres de Bragg (FBG) dans la gamme 70-95 %. Nous avons alors choisi 80 % dans la modélisation du laser. La dépendance de la puissance de sortie du laser à 810 nm en fonction du rayon de cœur de la fibre est représentée sur la Fig. 2a pour plusieurs valeurs de ON et pour les trois verres hôtes de la fibre. La gamme des rayons de cœur est limitée à l'intervalle de régime monomode à la longueur d'onde laser, c'est-à-dire, où la longueur d'onde de coupure en vigueur prévue est inférieure à 800 nm. Le niveau de sortie des puissances ne varie pas de façon significative pour $a > 1,4 \mu m$ et $ON > 0,2$. On peut voir sur la Fig.2b que dans le cas de la silice modifiée (i.e. quand la durée de vie du niveau 3H_4 est améliorée) la puissance de sortie du laser est très proche de celle de ZBLAN et atteint environ 2 W pour une puissance injectée de 5 W à 1064 nm.

Nous avons exploré également l'accordabilité du laser TDF à base de silice modifiée. Dans ce cas, nous avons mesuré l'absorption réelle et les spectres d'émission autour de 800 nm. Avec l'absorption

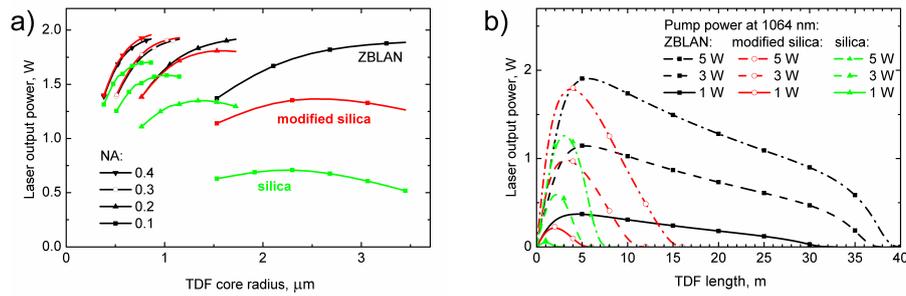


FIGURE 2 : (a) Puissance de sortie laser à 810 nm en fonction de la taille du rayon du cœur de la fibre et pour plusieurs valeurs de NA pour une puissance de pompe de 5 W à 1064 nm. (b) Puissance de sortie laser à 810 nm en fonction de la longueur TDF pour trois matériaux hôtes et trois niveaux de puissance de la pompe.

mesurée et les spectres d’émission et pour certains paramètres de cavité laser, la sortie du laser en fonction de la longueur d’onde du FBG est représentée sur la Fig. 3. Une accordabilité de 30 nm est prévue.

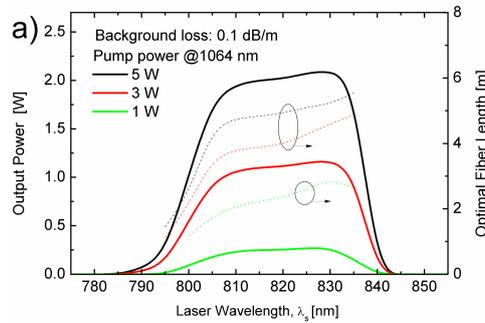


FIGURE 3 : Puissances de sortie laser et longueur optimale de la fibre en fonction de la longueur d’onde.

CONCLUSION

Nous avons proposé une modélisation numérique d’une fibre laser émettant vers 800 nm. De telles fibres étaient jusqu’à maintenant réalisées dans des verres fluorés. À travers cette étude, nous avons montré qu’il est théoriquement possible d’atteindre les mêmes puissances de sortie dans une fibre à base de silice modifiée. Une accordabilité de 30 nm est aussi prédite.

REMERCIEMENTS

Ce travail rentre dans le cadre d’un projet soutenu par le CNRS (PICS 5304) et par la Czech Science Foundation (projet n° P205/11/1840) ainsi que le Ministère de l’Éducation, de la Jeunesse et des Sports de la République Tchèque (projet ME10119 ‘FILA’). Le LPMC est intégré au GIS GRIFON (<http://grifon.xlim.fr>).

RÉFÉRENCES

[1] M. Dennis, J. Dixon, and I. Aggarwal, “High power upconversion lasing at 810 nm, in Tm :ZBLAN fibre,” *Electronics Letters*, vol. 30, no. 2, p. 136, 1994.

[2] B. Faure, W. Blanc, B. Dussardier, and G. Monnom, “Improvement of the Tm³⁺ :3H₄ level lifetime in silica optical fibers by lowering the local phonon energy,” *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 353, no. 29, pp. 2767–2773, Sep. 2007.

[3] P. Peterka, I. Kasik, A. Dhar, B. Dussardier, and W. Blanc, “Theoretical modeling of fiber laser at 810 nm based on thulium-doped silica fibers with enhanced 3H₄ level lifetime,” *Optics Express*, vol. 19, no. 3, pp. 2773–2781, Jan. 2011.

ÉTUDE DES CAUSTIQUES ASSOCIÉES AUX MODES DE GALERIE DANS LES MICRO-RESONATEURS SPHERIQUES

D Pluchon¹, N Huby¹, B Bêche¹

¹*Institut de Physique de Rennes, Université de Rennes I, IPR UMR CNRS 6251, 35042 Rennes,
France.*

David.pluchon@univ-rennes1.fr

RESUME

L'étude théorique porte sur l'expression analytique des valeurs des caustiques internes et externes r_1 et r_2 en terme de nombre modal radial et azimutal n et l . Le cas étudié concerne la propagation de modes optiques spécifiques (modes de galerie) dans tout type de micro-résonateurs (MRs) parfaitement sphérique. A l'aide de considérations de déphasage et de quantification, de nouvelles expressions analytiques de ces caustiques ont été déterminées. Les propriétés mathématiques et physiques découlant de ces grandeurs peuvent être confrontées et simulées numériquement puis interprétées de façon graphique. Entre autre, les formulations analytiques impliquent une fonction spécifique f dont l'étude asymptotique permet de déterminer les comportements aux limites des expressions analytiques ainsi que leur évolution en fonction de nombres quantiques modaux n et l .

MOTS-CLEFS : caustiques ; nombre modal ; mode de galerie ; résonateur sphérique

1. INTRODUCTION

Bien que plusieurs études aient déjà été menées sur le sujet et malgré l'évidence de l'importance associée aux caustiques vis-à-vis des propriétés optiques de tels systèmes [1], aucune formulation précise ne traite de leur expression analytique suivant les différents nombres modaux n , l et m paramétrant les modes de galerie (Whispering Gallery Modes, WGM) [2]. Le contexte de l'étude se place dans le cas de la propagation de modes de galerie au sein de micro-résonateurs (MRs) parfaitement sphériques et sans déformation écartant ainsi tout phénomène chaotique [3].

2. RESOLUTION ELECTROMAGNETIQUE DU SYSTEME MR SPHERIQUE

Dans un milieu homogène, isotrope et en l'absence de sources extérieures, tout champ électromagnétique $A(r, \theta, \varphi)$ est solution de l'équation de Helmholtz en coordonnées sphériques $(\Delta + N_i^2 k^2)A(r, \theta, \varphi) = 0$ où N_i correspond à l'indice optique du milieu considéré. Une propriété intéressante nous indique dans notre cas que la solution A est indépendante selon chaque variable d'espace tel que $A(r, \theta, \varphi) = U(r)\Theta(\theta)\Phi(\varphi)$ où les solutions $\Theta(\theta)\Phi(\varphi)$ correspondent aux harmoniques sphériques $\psi_l^m(\theta, \varphi)$ et $U(r)$ désigne la solution radiale [4]. La géométrie sphérique du problème permet de façon assez intuitive de modifier la forme de $U(r)$ telle que $U(r) = R(r)/r$, forme que l'on retrouve par exemple dans le principe de diffusion de Mie. L'équation selon r correspond alors à une équation dite de Riccati-Bessel de la forme:

$$\frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + \left(N_i^2 k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) R(r) = 0 \quad (1)$$

La solution à Eq. (1) donne $R(N_i k r) = \sqrt{\pi N_i k r / 2} \times J_{l+\frac{1}{2}}(N_i k r) = N_i k r \times j_l(N_i k r)$ où J et j correspondent respectivement aux fonctions de Bessel cylindriques et sphériques de 1^{ère} ou 2^{nde} espèce [3].

3. ANALOGIE QUANTIQUE ET CONDITION SUR LA PHASE

L'Eq. (1) admet une forme similaire à l'équation d'une particule d'énergie $V_p(r)$ piégée dans un puit de potentiel $V(r)$. Aussi, par analogie avec ce problème quantique [1], il est possible de remonter aux propriétés énergétiques du système et de définir le potentiel $V(r) = k^2(1 - N_i^2) + l(l + 1)/r^2$ ainsi que l'énergie du champ $V_p(r) = k^2$. On spécifie ainsi le potentiel dans lequel se situe le champ et les limites (caustiques) des zones propagatrices et évanescentes qui lui sont associées.

Dans le cadre de champs résonants, la condition d'interférences constructives est essentielle et impose des conditions sur la phase S , pertinente pour les trois variables d'espace (r, θ, φ) et tout particulièrement pour la fonction radiale $R(r)$. Aussi, l'approche eikonale conduit à une équation de la phase radiale S_r donnée par $(\partial S_r / \partial r)^2 + (L/r)^2 = N_s^2 k^2$. Par résolution de cette équation, il apparaît que le vecteur k admet une quantification établie par les paramètres l et n .

4. EXPRESSION ANALYTIQUE DES CAUSTIQUES INTERNES ET EXTERNES ET SIMULATIONS

En considérant les propriétés énergétiques ainsi que les conditions de quantification (de phase et géométrique), il est possible de définir deux caustiques, l'une intérieure (r_1) et l'autre extérieure (r_2) au MR, délimitant les zones de transition associées aux champs spécifiques des WGM :

$$r_{1n,l} = \frac{a}{f^{-1}\left(\frac{\pi\left(n - \frac{1}{4}\right)}{l + \frac{1}{2}}\right)} \quad \& \quad r_{2n,l} = \frac{aN_s}{N_o \cdot f^{-1}\left(\frac{\pi\left(n - \frac{1}{4}\right)}{l + \frac{1}{2}}\right)} = r_{1n,l} \times \frac{N_s}{N_o} \quad (2)$$

où, $f^{-1}(u)$ correspond à la fonction inverse de la fonction spécifique $f(u) = \int_1^u \sqrt{1 - \frac{1}{x^2}} dx$. Ces expressions, dépendantes de n et l , permettent de se rendre compte de l'évolution de la position des caustiques et de leur associer par étude asymptotique diverses propriétés physiques telles que les conditions de quasi-résonance (fig. 1a) et de plus fort confinement des champs (fig. 1b).

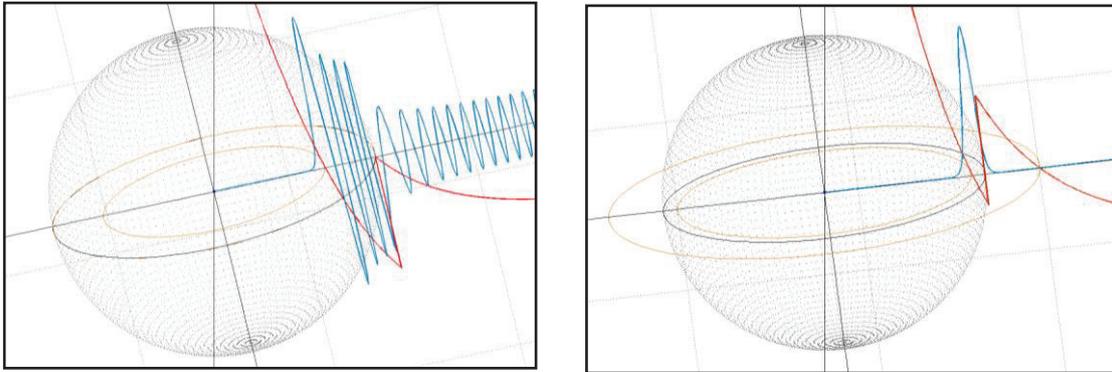


Fig. 1: simulation Matlab® des WGM dans un micro-résonateur sphérique ($l = 100$), a) en condition de quasi-résonance ($n = 8$) et b) pour le mode le mieux confiné ($n = 1$).

REFERENCES

- [1] B.R. Johnson, "Theory of morphology-dependent resonances", J. Opt. Soc. Am. A. vol. 10, pp.343-352, 1993.
- [2] F. Vollmer, S. Arnold, "Whispering-gallery-mode biosensing", Nat. Methods vol. 5, pp. 591-596, 2008.
- [3] D. Pluchon, B. Bêche, N. Huby, E. Gaviot, "Theoretical investigations on optical caustics of spherical microresonators: analytical expressions and asymptotic behaviors", Opt. comm., soumis 2011.
- [4] J.A. Stratton, "Electromagnetic Theory", IEEE Press Series on Electromagnetic Wave Theory, pp. 392-420, 2007.

MICRO-FLUIDIQUE ET PHOTO-LITHOGRAPHIE : REALISATION DE MICRO-RESONATEURS 2D ET 3D ORGANIQUES EN PHOTONIQUE INTEGREE

David Pluchon¹, Nolwenn Huby¹, Hervé Lhermite², Alain Moreac¹, Etienne Gaviot³, Pascal Panizza¹, Bruno Bêche¹

¹ Institut de Physique de Rennes UMR CNRS 6251, Université de Rennes 1, France

² Institut d'Electronique et Télécommunications UMR CNRS 6164, Université de Rennes 1, France.

³ Laboratoire d'Acoustique UMR CNRS 6613, Université du Maine, 72085 Le Mans, France

David.pluchon@univ-rennes1.fr

RESUME

L'objectif de nos travaux vise à la conception et la caractérisation optique de dispositifs basés sur des micro-résonateurs (MRs) organiques de géométrie 2D et 3D en photonique intégrée. Ces derniers sont réalisés par combinaison des techniques de la micro-fluidique et/ou de la lithographie-UV. Le dispositif micro-fluidique permet la création de micro-gouttes (20µm à 200µm) de NOA, polymère photosensible, ensuite réticulées par insolation UV. Les micro-résonateurs 2D sont eux réalisés par photolithographie UV. L'utilisation de l'organique UV210, polymère chimiquement amplifié et réticulable à 245 nm, permet de repousser le phénomène de diffraction usuellement rencontrés pour les nano-résolutions. Une analyse par microscopie optique à permis de rendre compte de résolution de "gap" de 400nm et de s'assurer de bon état de surface des divers MRs, facteur essentiel pour leur étude en photonique intégrée.

MOTS-CLEFS : *micro-fluidique, lithographie, polymère UV210, nano-résolution*

1. INTRODUCTION

Les micro-résonateurs suscitent un grand intérêt depuis plusieurs années en raison de leurs propriétés optiques uniques utiles pour une large gamme d'applications [1] (filtrage, démultiplexage, capteur biologique). Ces derniers de formes diverses (anneaux, tores, stades...) évoluent continuellement vers une plus forte miniaturisation. Ces MRs sont le siège de modes spécifiques se propageant par réflexion totale interne, localisés à la surface et dénommés modes de galerie (Whispering gallery mode, WGM) [2]. En outre le confinement spatial extrême des champs, leur capacité à allonger considérablement la durée de vie des photons leur octroie des qualités primordiales pour les dispositifs photoniques, l'excitation la plus performante des µ-structures étant obtenue par couplage évanescent. La silice comme matériau constituant offre de bonnes propriétés optiques en termes de pertes intrinsèques et de transparence, démontrant les plus grands facteurs de qualité Q [3]. Les développements de plus haute qualité photonique des micro-résonateurs sont fortement dépendants de la composition structurale des matériaux et de la fabrication. Le verre présente cependant des limitations en termes de contrôle lors de la fabrication et nécessite des processus de coût élevé. Aussi, les processus à base de polymères, plus récents, présentent de nombreux avantages spécifiques tels qu'un faible coût, une versatilité inégalée en terme de composition et la possibilité d'être manipulé en phase liquide les rendant ainsi attractifs. Les polymères SU8 (epoxy-based negative photoresist), NOA (Northland optique adhésif) et UV210 ont donc été utilisés lors de la réalisation des micro-structures. Ces matériaux, plus ou moins connus, ont déjà prouvé leur capacité à constituer des structures organiques telles que des guides d'ondes [4], des interféromètres de Mach-Zehnder ou des résonateurs disques et anneaux.

2. REALISATION DE RESONATEURS SPHERIQUES : SYSTEME MICRO-FLUIDIQUE

La nouveauté associée à ces dispositifs photoniques réside dans leur procédé de réalisation issus de la micro-fluidique. Cette technique émergente est puissante en terme de contrôle de la taille (de 20 μm à 200 μm) et de monodispersité des particules générées. La famille NOA a déjà été testée en milli et micro-fluidique et a prouvé sa capacité comme candidat approprié pour l'élaboration de structures sphériques. L'entière réalisation d'un dispositif photonique intégré est ainsi obtenue en combinant avantageusement les procédés de micro-fluidique (fig. 1a) et de lithographie-UV pour la fabrication de micro-résonateurs sphériques organiques (NOA) (fig. 1b) couplés à des guides d'ondes organiques (SU8).

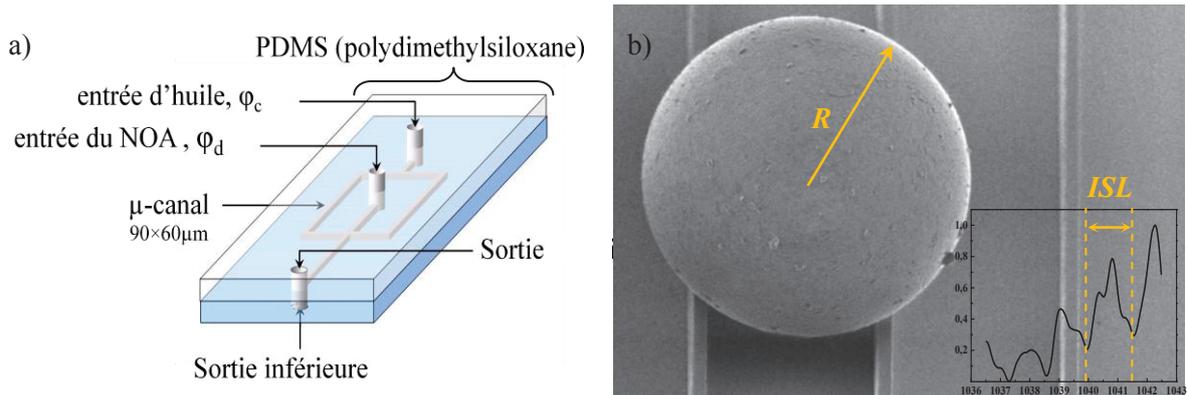


Fig. 1: a) Circuit micro-fluidique PDMS produisant les μ -résonateurs sphériques (MRs) et b) image MEB d'un μ -résonateur NOA (rayon $R=156\mu\text{m}$) placé entre deux guides ruban SU8 et son spectre de résonance ($ISL = 1,4\text{nm}$ à $\lambda=1040\text{nm}$).

L'analyse optique a principalement été menée sur les structures 3D et mis en évidence les WGM par comparaison entre l'intervalle spectral libre ($ISL = \lambda_0^2 / (2\pi n_i R)$) et le rayon R de la sphère étudiée. Cependant, la détérioration de l'état de surface des structures avec le temps (pollution environnante) limite le facteur de qualité Q des spectres de résonance (fig. 1b).

3. REALISATION DE RESONATEURS 2D : PROCEDES FIL M MINCES

Le nouvel aspect mis en évidence dans la réalisation par photo-lithographie de tels résonateurs réside dans l'utilisation d'un polymère très peu utilisé en optique: l'UV 210, résine chimiquement amplifiée et récemment utilisée dans la réalisation de dispositifs optiques [5]. Celle-ci présente certaines propriétés très intéressantes pour des applications optiques en plus de son faible coût et de sa facilité d'utilisation. En outre, il est très avantageux pour les processus photo-lithographiques en raison de sa faible longueur d'exposition. Généralement, la limite de résolution associée à la lithographie reste limitée par le phénomène de diffraction, directement liées à la longueur d'onde d'exposition.

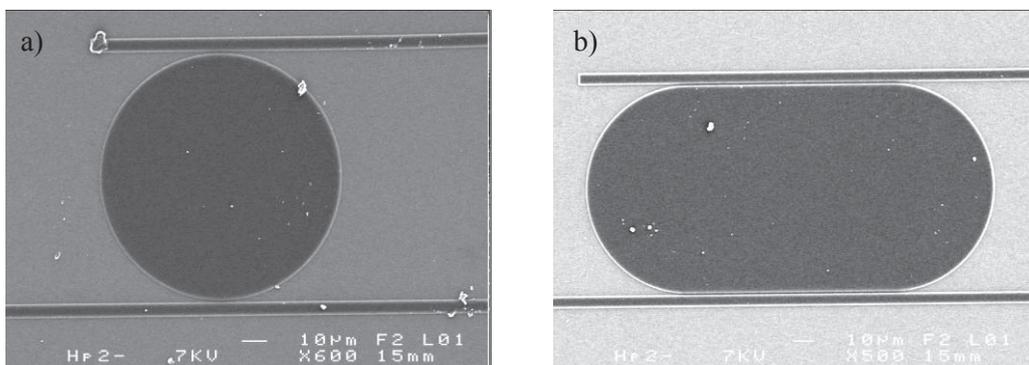


Fig.2: image MEB de MRs UV210 en forme a) de cercle et b) de stade, placés entre deux guides.

L'utilisation de l'UV210 permet une révélation à 245nm (configuration Deep UV) lors de la fabrication des micro-structures permettant d'atteindre des résolutions de l'ordre de la centaine de nanomètres (fig. 2). De telles dimensions sont idéales pour la conception des "gap", éléments essentiels pour l'obtention de résultats optiques pertinents. En outre, diverses tailles de "gap" allant de 200nm à 500nm ont été explorées. Hormis le "gap" de 200nm, les MRs sont bien développées (fig. 2a. et 2b.). Dans la fig.3a nous pouvons observer la qualité de l'un de ces "gap" d'air présentant des flancs plus ou moins verticaux. La résolution atteinte correspond au facteur 1.5 près à celle du masque lithographique utilisé. Néanmoins, les dimensions obtenues permettent d'obtenir un couplage optique efficace. Une première exploitation a été réalisée sur ces μ -structures en lumière proche IR ($\lambda=830\text{nm}$) (fig. 3b). En raison de leur faible épaisseur ($1\ \mu\text{m} \pm 0,1\ \mu\text{m}$), il était essentiel de s'assurer de leur capacité à guider la lumière à la limite proche de la hauteur de coupure.

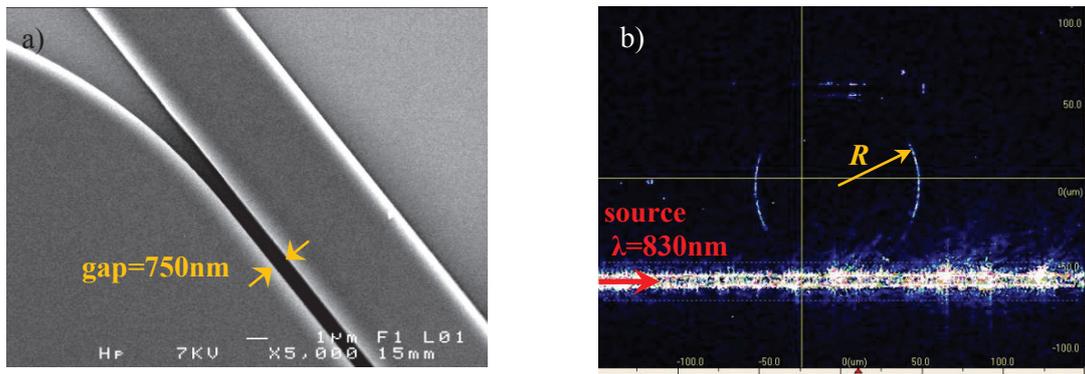


Fig. 3: image MEB d'un "gap" de 750nm (théoriquement 500nm sur masque) d'un motif stade et b) imagerie en champ lointain d'intensité de champ (MBP) d'un μ -disque de $25\ \mu\text{m}$ de rayon R excité à $\lambda=830\text{nm}$.

CONCLUSION

Les études effectuées sur les diverses structures 2D et 3D démontrent leur capacité à l'analyse optique de point de vue de leur bon état de surface (fig. 1b et 2), de leur agencement ainsi que de leur adaptation en photonique intégrée. Néanmoins ces deux approches présentent chacune leurs avantages. L'un des points forts résidant dans la création des MRs 3D réside dans leur facilité de production impliquant une grande capacité de production. Cependant, les structures 2D à défaut d'être plus complexe à élaborer présentent elles une plus grande qualité structurale atteignant des résolutions de l'ordre de la centaine de nanomètres, essentiel pour la caractérisation optique.

REFERENCES

- [1] K. J. Vahala, "Optical microcavities", Nature vol. 424, pp. 839-846, 2003.
- [2] F. Vollmer, S. Arnold, "Whispering-gallery-mode biosensing", Nat. Methods vol. 5, pp. 591-596, 2008.
- [3] L. Collot, V. Lefevre-Seguin, M. Brune, J.M. Raimond, S. Haroche, "Very high-Q whispering-gallery mode resonances observed on fused silica microspheres", Europhys. Lett. vol. 23, pp. 327-334, 1993.
- [4] A. Airoudj, B. Bêche, D. Arnot, E. Gaviot, F. Poncin-Epaillard, "Integrated SU-8 photonic gas sensors based on PANI polymer devices: Comparison between metrological parameters", Opt. comm. vol. 282, pp. 3839-3845, 2009.
- [5] D. Duval, H. Lhermite, C. Godet, N. Huby, B. Bêche, "Fabrication and optical characterization of sub-micronic waveguide structures on UV210 polymer", Journal of Optics A vol. 12, pp. 055501-055507, 2010.

GENERATION D'UN CONTINUUM DE LUMIERE NOIRE DANS UNE FIBRE OPTIQUE MICROSTRUCTUREE AVEC UN LASER ULTRAVIOLET

A. R. Ragueh¹, M. W. Lee¹, B. Stiller¹, B. Barviau²,
A. Mussot², A. Kudlinski² et T. Sylvestre¹

1: Institut FEMTO-ST, Université de Franche-Comté, CNRS UMR 6174, 25000 Besançon, France

2: Laboratoire PhLAM, Université de Lille 1, CNRS UMR 8523, IRCICA, 59655 Villeneuve d'Ascq, France

thibaut.sylvestre@univ-fcomte.fr

RÉSUMÉ

Malgré l'absorption importante et la forte dispersion normale des fibres optiques dans l'ultraviolet, nous démontrons néanmoins la possibilité de générer un continuum dans la région spectrale de lumière noire, allant de 350 à 470 nm, en utilisant une fibre optique microstructurée en silice et un laser picoseconde à 355 nm.

MOTS-CLEFS : Génération de supercontinuum, fibre optique microstructurée.

1. INTRODUCTION

De par leur propriété de brillance unique et leur très large gamme de longueur d'onde, les nouvelles sources de lumière « supercontinuum » trouvent actuellement des applications en métrologie, en rendant possible des mesures absolues de fréquences optiques avec une précision sans précédent, mais aussi dans le domaine biomédical et en microscopie. Cet effet a beaucoup été étudiée dans les fibres optiques microstructurées (FOMs) ces dix dernières années et la dynamique non linéaire ultra-rapide associée est désormais bien comprise. Les recherches se tournent actuellement vers l'extension du spectre vers le bleu et l'ultraviolet en favorisant la génération d'ondes dispersives par les solitons [1,2]. Cependant, ces expériences sont toujours réalisées avec des lasers de pompe infrarouge alors que l'exploitation de laser UV n'a pas encore été étudiée.

Nous montrons dans ce travail qu'il est possible de générer, malgré la forte absorption et la grande dispersion dans l'ultraviolet, un continuum dans une fibre optique microstructurée standard avec un laser picoseconde à 355 nm. Nous montrons également que ce continuum de lumière noire (lampe de Wood) est obtenu par des processus multiples du mélange à quatre ondes (FWM) faisant intervenir différents modes de la fibre optique et également une cascade Raman stimulée (CRS).

2. PROPRIETES DE LA FIBRE OPTIQUE MICROSTRUCTUREE

La fibre utilisée est une FOM standard, constituée d'un cœur de silice et de trous d'air, de diamètre d de $2,73 \mu\text{m}$ qui sont positionnés selon une maille triangulaire avec un espacement Λ de $3,88 \mu\text{m}$ dont la longueur d'onde de dispersion nulle est située à $1,044 \mu\text{m}$ et l'aire effective A_{eff} est de $4,5 \mu\text{m}^2$. L'indice de réfraction non linéaire n_2 est de $3,7 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ dans la silice à 355 nm [3], ce qui donne un coefficient non linéaire $\gamma = n_2 \omega_0 / c A_{\text{eff}}$ qui vaut $79,2 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ à 355 nm.

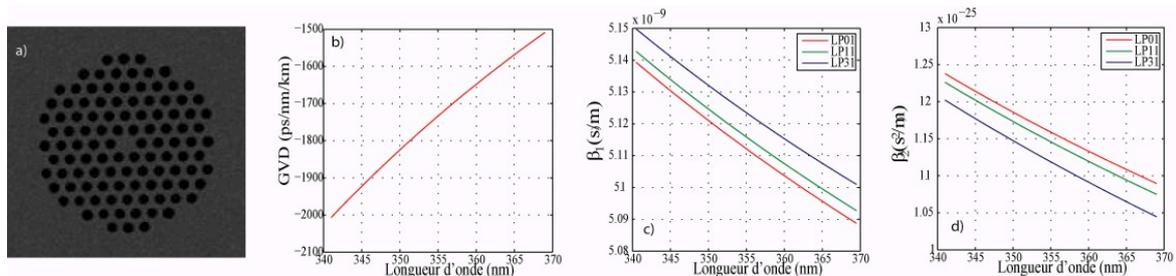


Figure 1 : (a) Image MEB de la fibre microstructurée. (b) Dispersion de vitesse de groupe (GVD) du mode fondamental. (c) et (d) Constante de propagation β_1 et de dispersion β_2 des modes LP01, LP11 et LP31.

Nous avons mesuré une atténuation linéique de 0.5 dB/m à 355 nm. La dispersion chromatique et les constantes de propagation des différents modes, illustrées sur la Fig.1, ont été calculées numériquement par une analyse par éléments finis.

3. ANALYSES SPECTRALE ET MODALE DU CONTINUUM

La source de pompe est un laser Nd:YAG de type « PowerChip », déclenché passivement et riplé en fréquence à 355 nm. Sa fréquence de répétition vaut 1 kHz, la durée d'impulsion, 300 ps et la puissance moyenne, 36 mW. Nous illustrons sur la figure 2(a) les spectres obtenus pour différentes puissances d'injection et pour une longueur de fibre de 30 m. On observe la génération d'un continuum avec une gamme étendue jusqu'à 120 nm, allant de 350nm jusqu'à 470 nm, pour le maximum de couplage. La puissance de sortie vaut 120 μ W. Les figures 2 (b-e) permettent d'analyser la formation de ce continuum dans des fibres plus courtes. Comme le montre les spectres des Figs. 2(c-d), on observe d'abord un premier processus FWM qui est obtenu par un accord de phase entre les modes LP₀₁ et LP₁₁ qui vérifie la relation suivante

$$(\beta_1^{01} - \beta_1^{11})\Omega - (\beta_2^{01} + \beta_2^{11})\frac{\Omega^2}{2} = 0$$

D'après la figure 1, on a $\beta_1^{01} = 5,1171 \cdot 10^{-9} \text{ s.m}^{-1}$ et $\beta_2^{01} = 1,1739 \cdot 10^{-25} \text{ s}^2.\text{m}^{-1}$ pour la bande anti-Stokes ASP₁ à 352,2 nm dans le mode LP₀₁, et $\beta_1^{11} = 5,1122 \cdot 10^{-9} \text{ s.m}^{-1}$ et $\beta_2^{11} = 1,1352 \cdot 10^{-25} \text{ s}^2.\text{m}^{-1}$ pour la bande Stokes SP₁ à 357,1 nm dans le mode LP₁₁, ce qui donne un décalage en fréquence Ω de 3,75 THz, soit 2.5 nm, en bon accord avec les mesures.

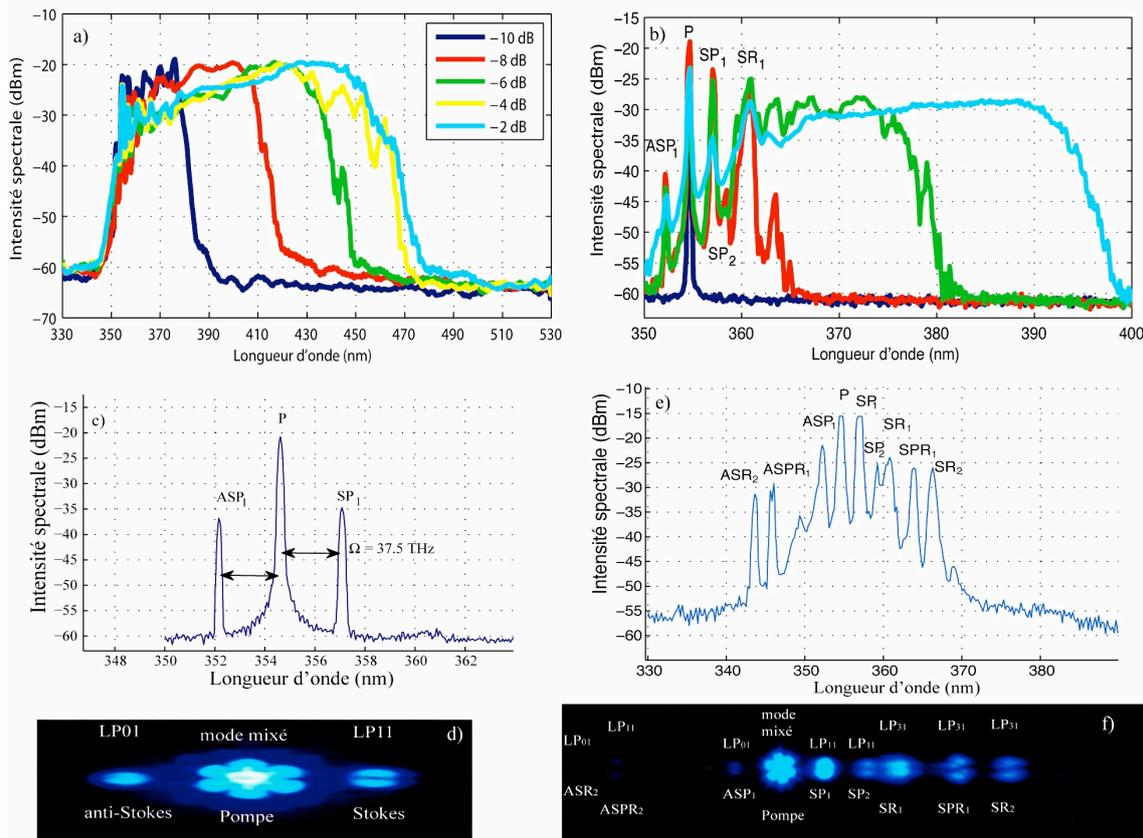


Fig. 2 : (a) Continuum de lumière noire généré dans une fibre microstructurée de 30 m par pompage à 355 nm et pour différents puissance d'injection. (b) mesures similaires dans une fibre de 25 m montrant les processus de mélange à quatre ondes (FWM) et Raman. (c-d) FWM multimode pour une fibre de 1 m. (e-f) FWM et CRS dans une fibre de 4 m.

Sur les figures 2(b-e), on peut observer le premier ordre Stokes Raman de la pompe noté SR_1 à 360.6 nm et également l'ordre Raman SPR_1 à 363.1 nm généré par la bande paramétrique SP_1 . Nous assistons ensuite à une double cascade Raman similaire à ce qui avait été observé précédemment dans le visible [3], qui évolue rapidement vers un continuum de fréquence. Les figures 2(e-f) montrent plus précisément les modes de propagation de toutes les bandes paramétrique et Raman générées dans une fibre de 4 m. On peut voir en particulier la génération paramétrique très efficace des pics SR_2 et $ASPR_2$ correspondant respectivement aux deuxièmes ordres Raman anti-Stokes de P et SP_1 . D'autre part, nous constatons que tous les ordres Stokes Raman évoluent dans le mode LP_{31} comme le montre la Fig 3(a) et également la génération du violet comme l'indiquent les Figs. 3(b-d). Pour finir, la Fig 3(e) montre la comparaison et la superposition des spectres obtenus par des pompes UV (bleu) et IR à 1064 nm (rouge) dans la même fibre. Ces résultats montrent bien la différence d'efficacité de conversion (20 dB) dans la région 350-470nm entre les deux techniques de pompage.

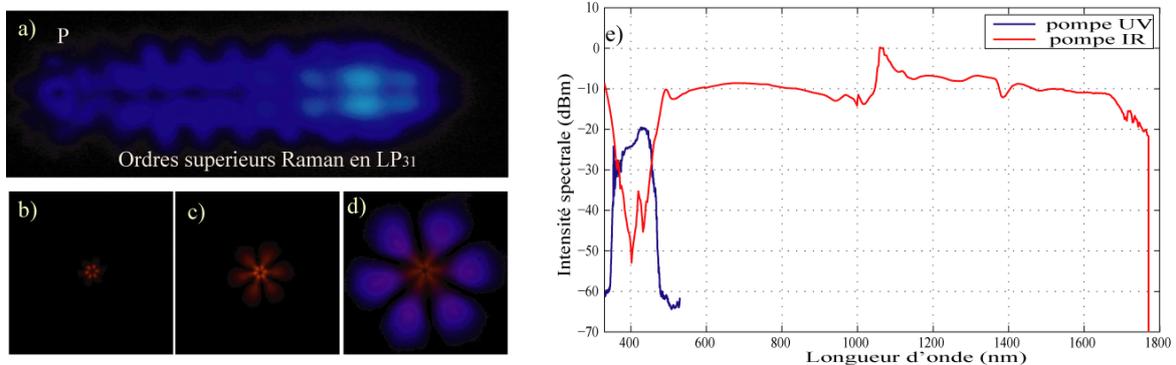


Fig. 2 : a) Distribution modale et spectrale dans une fibre de 28 m. (b), (c) et (d) sont respectivement le mode LP_{31} imagé en sortie de fibre pour différentes puissances d'injection 3.6, 5.6 et 9.1 mW. (e) comparaison entre le continuum généré par pompage UV (bleu) et celui par pompage IR à 1064nm (rouge).

CONCLUSION

Nous avons montré la possibilité de générer un continuum allant de 350 à 470 nm dans une fibre optique microstructurée en silice avec un laser de pompe dans l'ultraviolet à 355nm, et cela malgré l'absorption importante et la forte dispersion normale. Cette source fibrée large bande émet dans la région spectrale de lumière noire et possède les caractéristiques des lampes de Wood qui trouvent des applications importantes en médecine ou en biologie moléculaire [4].

RÉFÉRENCES

- [1] A. Kudlinski, A. K. George, J. C. Knight, J. C. Travers, A. B. Rulkov, S. V. Popov, and J. R. Taylor, "Zero-dispersion wavelength decreasing photonic crystal fibers for ultraviolet-extended supercontinuum generation," *Opt. Exp.*, vol. 14, pp. 5715–5722 (2006).
- [2] J. M. Stone and J. C. Knight, "Visibly "white" light generation in uniform photonic crystal fiber using a microchip laser," *Opt. Exp.* 16, 2670-2675 (2008).
- [3] A. Mussot, T. Sylvestre, L. Provino, and H. Maillotte, "Generation of a broadband single-mode supercontinuum in a conventional dispersion-shifted fiber by use of a subnanosecond microchip laser," *Opt. Lett.* **28**, 1820-1822 (2003).
- [4] Bo-Wen Liu, Minglie Hu, Si-Jia Wang, Lu Chai, Chingyue Wang, Neng-li Dai, Jing-Yan Li, and Aleksei M. Zheltikov, "All-photonic-crystal-fiber coherent black-light source," *Opt. Lett.* **35**, 3958-3960 (2010).

REALISATION D'UN LASER A VERROUILLAGE DE MODES PAR SESAM A 1960 NM

William Renard, Guillaume Canat, Michel Lefebvre, Pierre Bourdon

ONERA - The French Aerospace Lab, F-91761 Palaiseau, France

william.renard@onera.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons dans cette communication un laser tout fibré à impulsions ultra-courtes auto démarrant autour de 1960 nm. Le verrouillage des modes est réalisé grâce à un absorbant saturable à base de semiconducteurs (SESAM). Le laser délivre des impulsions d'une durée de 4,5 ps et d'énergie égale à 62 pJ cadencées à 11,2 MHz.

MOTS-CLEFS : *laser à fibre ; laser à verrouillage de modes ; fibre dopée thulium/holmium*

1. INTRODUCTION

L'excellente qualité de faisceau, la robustesse et la bonne efficacité electro-optique ont permis aux lasers à fibre de concurrencer les autres lasers solides dans beaucoup de domaines. Plus particulièrement les lasers à fibre à impulsions ultracourtes à 2 μm peuvent être utilisés pour pomper des matériaux hautement non linéaires (cristaux ou verres fibrés) pour générer un rayonnement dans l'infrarouge moyen, ils peuvent également trouver leur place dans le médical. La bande de gain de l'ion thulium et de l'ion holmium dépassant les 100 nm, ces ions terre-rare sont de très bon candidats pour la génération et l'amplification d'impulsions ultra-courtes autour de 2 μm . Plusieurs résultats présentant le verrouillage de mode autour de 2 μm avec comme milieu amplificateur une fibre dopée thulium ou thulium/holmium ont été rapportés dans la littérature. Différentes techniques ont été mises en œuvre pour générer le verrouillage des modes en phase comme par exemple l'utilisation de SESAM en InGaAs/InP [1] où des impulsions de 190 fs et 20 pJ ont pu être créées. D'autres SESAM en GaInSb/GaSb [2] ont été utilisés pour générer des impulsions d'une durée de 650 fs et d'énergie égale à 400 pJ. La rotation non linéaire de la polarisation [3] [4] ainsi que l'utilisation de nanotubes de carbone [5] ont également permis la génération d'impulsions ultracourtes autour de 2 μm .

2. DESCRIPTION DU MONTAGE EXPERIMENTAL

Le montage expérimental est présenté figure 1.

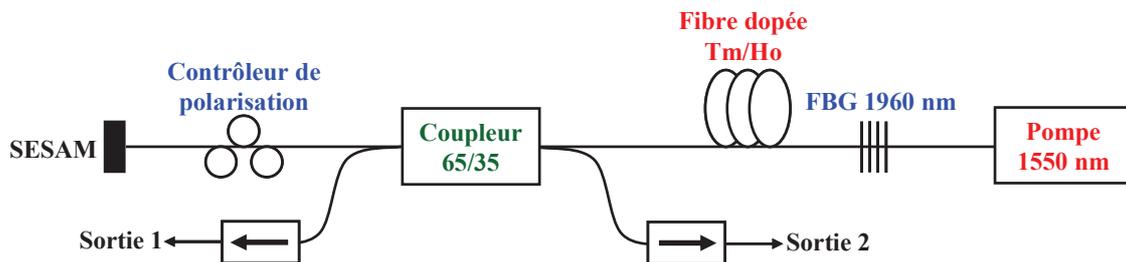


Fig. 1 : Montage expérimental du laser.

La source de pompe utilisée est une diode laser à 1550 nm amplifiée dans une fibre dopée erbium pour délivrer plusieurs centaines de milliwatts de puissance. La fibre active utilisée est une fibre co-dopée thulium/holmium. La cavité est fermée d'un côté par un miroir de Bragg (FBG) centré à 1959,5 nm ayant une réflectivité de 80%. Le FBG est utilisé pour forcer l'oscillation laser à la longueur d'onde du SESAM. Nous avons opté pour un verrouillage des modes avec un SESAM

en InGaAs/GaAs, celui-ci ferme la cavité de l'autre côté. Le SESAM a une réflectivité non saturée de 70%, une profondeur de modulation de 18% et une fluence de saturation égale à $65 \mu\text{J}/\text{cm}^2$. Il est directement collé sur un connecteur FC/PC de manière à avoir un système robuste et totalement fibré. Pour extraire l'énergie de la cavité, nous avons ajouté un coupleur fibré ayant un taux de couplage intra-cavité de 65% à 1960 nm. Enfin, dans la cavité nous avons ajouté un contrôleur de polarisation.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

L'oscillateur, auto démarrant, émet des impulsions de 62 pJ d'énergie à une cadence de 11,2 MHz qui correspond au temps d'aller et retour dans la cavité des photons. La puissance moyenne en sortie est de $690 \mu\text{W}$. L'oscillateur est stable avec une variation de la puissance crête pulse à pulse inférieure à 3%. Lorsque la puissance de pompe est trop faible pour obtenir un régime de fonctionnement mono impulsion, le laser fonctionne en régime continu ou en régime « Q-switch Mode-lock » (verrouillage de modes commuté par les pertes). En revanche si la puissance de pompe est trop forte le laser fonctionne dans un régime multi impulsions, avec 2 voire 3 impulsions qui circulent par période. Nous nous sommes placés dans la suite en régime mono impulsional. L'auto-corrélateur n'étant pas assez sensible pour mesurer la durée des impulsions, nous avons calculé l'auto-corrélation numérique à partir du spectre mesuré par transformée de Fourier. Cette méthode nous permet seulement de déterminer le module du champ électrique, nous n'avons aucune information sur la phase, et donc sur l'éventuel chirp des impulsions. Le résultat qui découle de ce calcul est donc l'auto-corrélation d'une impulsion dans la limite de Fourier pour le spectre expérimental considéré. Le spectre mesuré au niveau de la sortie 1 et l'auto-corrélation numérique correspondante sont donnés ci-après, en figure 2 :

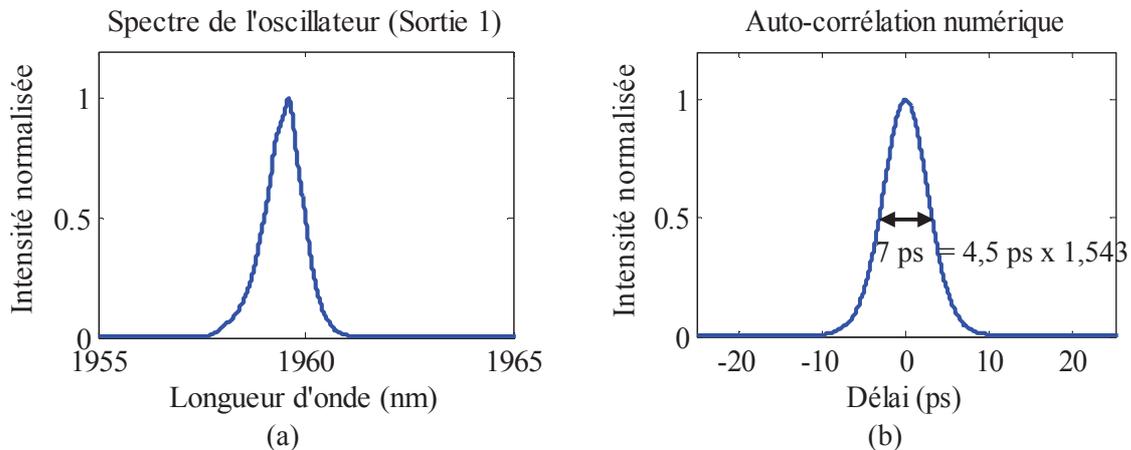


Fig. 2 : (a) Spectre mesuré au niveau de la sortie 1 du laser. (b) Auto-corrélation numérique calculée à partir du spectre mesuré.

La largeur spectrale à mi-hauteur du spectre est de 0,9 nm ce qui implique une largeur de l'impulsion de 4,5 ps, en considérant celle-ci comme un soliton d'ordre 1 non chirpé. Avec cette durée d'impulsion, nous estimons à 14 W la puissance crête des impulsions. En considérant la durée et l'énergie intra-cavité de l'impulsion, on obtient d'après les paramètres de la cavité un soliton du premier ordre.

Nous avons amplifié légèrement le signal issu de l'oscillateur pour pouvoir mesurer une auto-corrélation des impulsions. Hodel et al. [6] ont montré que si le signal est faiblement amplifié (gain typiquement inférieur à 50), le soliton amplifié ne subira pas de déformations, il conservera ainsi la même durée et le même spectre tout en gagnant de l'énergie. Ceci est vrai si la longueur du milieu amplificateur est faible devant la période du soliton et si la largeur spectrale du soliton est faible devant la largeur du milieu à gain. Le signal est donc amplifié dans une fibre dopée thulium pompée

dans la gaine à 793 nm, la longueur de l'amplificateur est de 5 m tandis que la période du soliton est d'environ 30 m. Trois points de mesure ont été pris pour de faibles gains égaux à 2, 6,2 et 7,7. Nous obtenons pour ces trois points de mesure une durée d'impulsion de 4,5 ps. Le produit de la largeur spectrale par la largeur temporelle donne dans ces trois cas 0,33, résultat proche de la limite de Fourier. Le spectre obtenu et son auto-corrélation sont présentés en figure 3 pour un gain de 6,2.

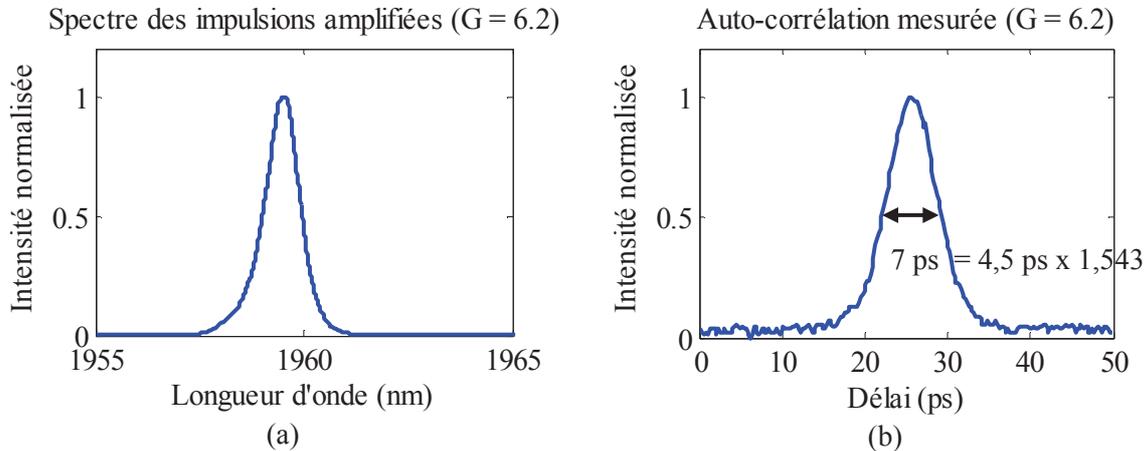


Fig. 3 : (a) Spectre mesuré en sortie de l'amplificateur pour un gain de 6,2. (b) Auto-corrélation mesurée pour un gain de 6,2.

Les impulsions issues de l'oscillateur ont donc une durée de 4,5 ps, le produit de la largeur spectrale par la largeur à mi-hauteur est égal à 0,317, les impulsions sont donc à la limite de Fourier. L'énergie des impulsions est de 62 pJ, ce qui correspond à une puissance crête de 14 W.

4. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

En conclusion, nous avons développé un laser à verrouillage de modes totalement fibré à 1960 nm auto démarrant. Ce laser délivre des impulsions d'une durée de 4,5 ps et d'énergie de 62 pJ. Nous allons essentiellement travailler sur l'oscillateur de manière à augmenter significativement la puissance moyenne du laser. Cela permettra ensuite d'amplifier plus efficacement le signal en ayant le moins d'émission spontanée amplifiée possible. Nous utiliserons ensuite la source pour pomper une fibre fortement non linéaire pour y générer un supercontinuum.

5. REMERCIEMENTS

Ce projet est réalisé en partie grâce aux financements de l'Agence Nationale pour la Recherche (projet CONFIAN) ainsi que la région Ile-de-France dans le cadre du projet SOLAIRE.

REFERENCES

- [1] R. C. Sharp, D. E. Spock, N. Pan and J. Elliot, "190-fs Passively Mode-Locked Thulium Fiber Laser With a Low Threshold", *Optics Letters*, vol. 21, No. 12, pp. 881, 1996.
- [2] S. Kivistö, T. Hakulinen, M. Guina and O. G. Okhotnikov, "Tunable Raman Soliton Source Using Mode-Locked Tm-Ho Fiber Laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, No. 12, pp. 934, 2007.
- [3] L. E. Nelson, E. P. Ippen and H. A. Haus, "Broadly Tunable Sub-500 fs Pulses From an Additive-Pulse Mode-Locked Yb-doped Fiber Ring Laser", *Applied Physics Letters*, 67, pp. 19 1995.
- [4] M. Engelbrecht, F. Haxsen, A. Ruehl, D. Wandt and D. Kracht, "Ultrafast Thulium-Doped Fiber Oscillator with Pulse Energy of 4.3 nJ", *Optics Letters*, vol. 33, No. 7, pp. 690, 2008.
- [5] M. A. Solodyankin, E. D. Obraztsova, A. S. Lobach, A. I. Chernov, A. V. Tausenev, V. I. Konov and E. M. Dianov, "Mode-Locked 1.93 μm Thulium Fiber Laser With a Carbon Nanotube Absorber", *Optics Letters*, vol. 33, No. 12, pp. 1336, 2008.
- [6] W. Hodel, J. Schütz, H. P. Weber, "Limits to the Amplification Efficiency of Ultrashort Fundamental Solitons Using Er-doped Fiber", *Optics Communications*, 88, pp. 173-179, 1992.

LUMINESCENCE D'UNE FIBRE NANOCOMPOSITE $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ SOUS EXCITATION UV

Christine Restoin¹, Gurvan Brasse^{1,2}, Youcef Ouerdane³, Geoffroy Granger¹,
Jean-Marc Blondy¹

¹ XLIM, Université de Limoges, UMR CNRS 6172, 123 avenue A. Thomas, 87060 Limoges Cedex

² CIMAP, UMR 6252 CEA – CNRS – ENSICAEN - Université de Caen - 6 Bld du Mal Juin 14050
Caen cedex 4

³ Laboratoire Hubert Curien, Université de Saint Etienne, UMR CNRS 5516, 18 Rue du Professeur
Benoît Lauras 42000 Saint-Etienne

christine.restoin@xlim.fr

RÉSUMÉ

Cet article présente l'étude de la luminescence de fibres optiques présentant un coeur nanocomposite dans le système $\text{SiO}_2\text{-ZrO}_2$ et $\text{SiO}_2\text{-ZrO}_2:\text{Er}^{3+}$ sous l'effet d'un pompage dans l'ultraviolet. Les spectres d'émission correspondant sont présentés et une explication des mécanismes à l'origine de ces phénomènes est proposée.

MOTS-CLEFS : *fibre optique nanocomposite ; sol-gel ; nanocristaux ; luminescence*

1. INTRODUCTION

L'étude et l'élaboration de fibres optiques présentant un cœur nanocomposite apparaît depuis quelques années un axe de recherche novateur et très prometteur, dans le domaine de l'optique guidée. En effet, la présence de nanoparticules au sein du cœur des fibres semble être un moyen très pertinent, afin de conférer aux fibres des propriétés optiques et de luminescence originales. Nous présentons ici la méthode d'élaboration de ce type de fibres, ainsi qu'une étude des propriétés de luminescence de fibres présentant un cœur nanostructuré dans le système $\text{SiO}_2\text{-ZrO}_2$ et $\text{SiO}_2\text{-ZrO}_2:\text{Er}^{3+}$, sous l'effet d'un pompage UV à 244 nm.

2. ELABORATION ET CARACTERISATION MICROSTRUCTURALE DES FIBRES OPTIQUE NANOSTRUCTUREES PAR VOIE SOL-GEL DANS LE SYSTEME SILICE-ZIRCON

La méthode de fabrication de ce type de fibres est dérivée du procédé dipcoating qui consiste à déposer des couches de sols sur la paroi interne d'un tube de silice pure [1]. Après gélification, séchage et traitement thermique à haute température, la préforme est collapsée au moment de son étirage : les couches déposées sur les parois de la préforme viennent alors former le cœur solide de la fibre ainsi étirée. Afin de contrôler la qualité des couches de sols mixtes, une étude des paramètres chimiques et plus particulièrement de la concentration en précurseurs de silicium et de zirconium a été réalisée via un suivi préalable de l'évolution des propriétés rhéologiques des sols au cours de la polymérisation [2]. Les sols ainsi étudiés présentent un comportement Newtonien au début de la polymérisation, d'autant plus limité en temps que la concentration est élevée ; ils tendent ensuite à adopter un comportement rhéofluidifiant. Dans le cadre du régime Newtonien favorable à l'élaboration de couches homogènes, la viscosité dynamique du fluide ne varie pas ou peu en fonction des contraintes de cisaillement qui sont appliquées sur ce dernier et en corollaire le long du tube de silice au cours du processus de dépôt. Il en résulte une épaisseur de couche homogène tout au long de la préforme et donc un diamètre du cœur de la fibre maîtrisé.

Des analyses thermogravimétriques et thermodifférentielles ont permis de définir les traitements thermiques qu'il est nécessaire d'appliquer aux couches pour évacuer l'ensemble des composés organiques, permettre la transition gel-verre et obtenir la cristallisation des nanoparticules

de zircon. Un premier traitement thermique à 600°C est tout d'abord appliqué à la préforme ainsi préparée et il s'ensuit un second traitement thermique à plus haute température au-delà de 980°C pour permettre la nanostructuration des dépôts.

La structure cristalline de la zircon et le diamètre des cristaux ont été étudiés par diffraction des rayons X. Les résultats montrent que la distribution en taille est monodisperse centrée autour de 3,6 nm de diamètre. Une étude similaire concernant des recuits à une température voisine de celle de fibrage montre que les nanocristaux n'excèdent pas la vingtaine de nanomètres. Ces résultats ont de plus été confirmés par une étude en microscopie électronique à transmission du cœur des fibres.

3. LUMINESCENCE DES FIBRES NANOCOMPOSITES SILICE –ZIRCON SOUS EXCITATION UV

La luminescence des fibres nanocomposites a été étudiée en utilisant comme source d'excitation un laser argon doublé intracavité émettant un faisceau monomode à une longueur d'onde de 244 nm. Le faisceau laser est injecté dans le cœur d'une fibre silice-zircon à l'aide d'un objectif UV (x40), pompant ainsi la fibre de façon longitudinale. L'expérience a été réalisée suivant le montage décrit sur la figure 1 et le signal est analysé en configuration co-propagative. L'acquisition des spectres d'émission des fibres est réalisée avec un spectromètre UV-VIS sur le domaine spectral [200 nm – 1000 nm].

La figure 2 représente les spectres d'émission d'une fibre silice-zircon pour différentes puissances de pompe. Ainsi on peut observer une large bande de luminescence fortement dissymétrique présentant plusieurs composantes potentielles et d'autant plus intense que la puissance de pompe augmente. Le phénomène peut s'expliquer par deux types de mécanismes de luminescence simultanés : l'un lié à la réponse de la silice constitutive de la matrice amorphe du cœur de la fibre et l'autre lié à la présence des nanocristaux de zircon, tout deux ayant pour origine des défauts de la structure. Dans le cas de la contribution de la silice dans le phénomène de luminescence ici observé, on peut mettre en exergue deux types de défauts [3] :

- les défauts de types NBOHC (Non Binding Oxygen Hole Center), se traduisant par la présence d'un électron non apparié sur un atome d'oxygène, présentent une bande de luminescence centrée autour de 650 nm, d'où le décrochement observé à cette longueur d'onde sur les spectres ;

- les défauts de types Si-ODC(II) (Silicium Oxygen Deficient Center), qui sont des lacunes d'oxygène et qui présentent en particulier une bande d'émission quasiment symétrique et centrée autour de 390 nm, d'où l'épaule observé à cette longueur d'onde sur les spectres de la figure 2.

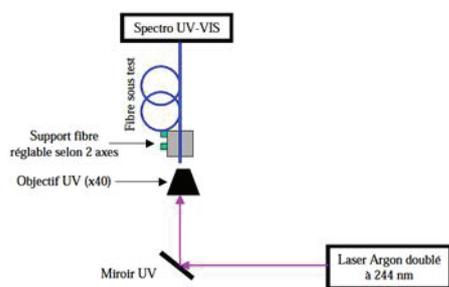


Fig. 1 : Montage expérimental décrivant l'excitation UV des fibres silice-zircon non dopées et dopées Er^{3+}

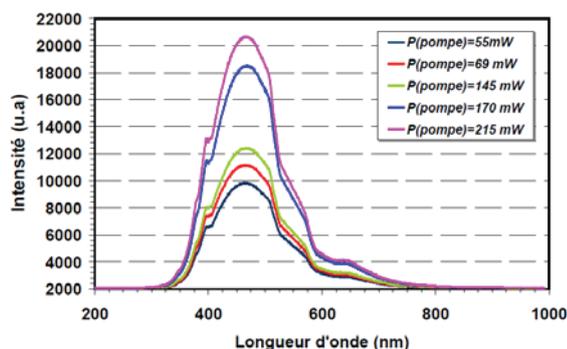


Fig. 2 : Spectres d'émission de la fibre silice-zircon excitée à différentes puissances de pompe 244 nm

Au regard de cette luminescence qui est liée aux défauts présents dans la structure vitreuse de la silice, on note ici une structure de la bande d'émission beaucoup plus complexe que celle relative à la silice pure. Cela traduit le fait que d'autres phénomènes interviennent et contribuent au processus radiatif qui est observé : la nanostructure du cœur de la fibre (i.e. les nanocristaux de ZrO_2) engendre elle aussi une luminescence qui vient se superposer à celle de la silice mais qui

n'est pas d'origine excitonique. En effet, la valeur de la bande interdite de la zircone étant légèrement supérieure à 5 eV et dépendant de la phase cristalline, le faisceau de pompe n'est pas suffisamment énergétique pour permettre de peupler la bande de conduction de ZrO_2 mais permet néanmoins d'exciter des niveaux énergétiques présents dans la bande interdite de ZrO_2 au voisinage de la bande de conduction. Afin de déterminer la nature des défauts inhérents à ZrO_2 , qui interviennent dans ces processus radiatifs, on peut s'appuyer sur les travaux de C. Lin *et al* [4] qui mettent en évidence deux signatures différentes en fonction de la phase tétragonale ou monoclinique. Or il se trouve ici que les deux phases cohabitent dans le cœur des fibres testées, au regard des analyses par diffraction des rayons X qui ont été menées.

Ces centres luminescents seraient vraisemblablement liés à une faible quantité d'espèces organiques qui se substitueraient à des atomes de zirconium du réseau, ainsi qu'à la présence de lacunes d'oxygène qui seraient engendrées par la relaxation tétragonale-monoclinique de certains nanocristaux au cours du traitement thermique haute température.

4. LUMINESCENCE DES FIBRES NANOCOMPOSITES SILICE –ZIRCONNE DOPEES Er^{3+} SOUS EXCITATION UV

Les spectres d'émission représentés sur la figure 3 sont relatifs à la fibre silice-zircone dopée erbium qui a été pompée à 244 nm, pour différentes puissances de pompe. On peut aisément reconnaître sur ces spectres la large bande d'émission décrite précédemment, qui est attribuée aux défauts présents dans la nanostructure. Cependant, il est aussi possible de noter la présence de plusieurs bandes d'absorption, ainsi qu'un phénomène d'émissions en cascade des niveaux d'énergie élevée au sein des ions erbium, qui viennent se superposer au large fond continu décrit auparavant. Il a été possible d'attribuer ces bandes d'absorption à des niveaux énergétiques bien définis au sein des ions erbium et d'identifier les transitions en présence. Plusieurs mécanismes peuvent être proposés pour expliquer le spectre observé : tout d'abord un phénomène de downconversion au sein des ions erbium dont les niveaux très énergétiques ont été peuplés grâce au pompage laser à 244 nm mais il semblerait aussi qu'il se produise un transfert d'énergie entre les ions erbium et les nanocristaux de ZrO_2 , ainsi qu'une réabsorption par les ions erbium de la luminescence émise par la matrice nanostructurée SiO_2-ZrO_2 .

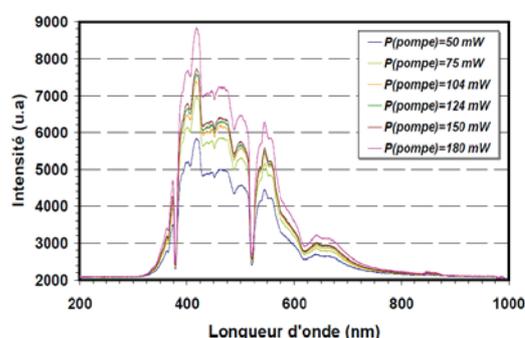


Fig. 3 : Spectres d'émission des fibres silice-zircone dopées Er^{3+} pompées à 244 nm pour différentes puissance de pompe

CONCLUSION

Pour conclure, nous avons montré que sous pompage à 244 nm, les défauts associés aux nanocristaux de zircone présents dans le cœur de la fibre et ceux associés à la matrice en silice amorphe engendrent une émission large bande de l'UV jusqu'au proche IR. De plus, ces nanocristaux apparaissent comme des sensibilisateurs potentiellement intéressants pour favoriser l'excitation de l'erbium et sa luminescence dans le domaine UV-Visible.

RÉFÉRENCES

- [1] G. Brasse, C. Restoin, J.L. Auguste, A. Lecomte, J.M. Blondy, Appl. Phys. Lett., vol 91, p121920-1, 2007
- [2] G. Brasse, C. Restoin, D. Soulé, J.M. Blondy, J. Phys. Chem. C, 115, vol 1, pp 248–252, 2011
- [3] B. Tortech, Thèse de doctorat – Université de Saint-Etienne, 2008
- [4] C. Lin, C. Zhang, J. Lin J. Phys. Chem. C, vol 8, p 3300, 2007

CRISTAUX PHOTONIQUES NON-LINEAIRES SUR NIOBATE DE LITHIUM : APPLICATION AUX SOURCES LASERS MULTI-LONGUEURS D'ONDES

**Quentin Ripault¹, Azzedine Boudrioua¹, Lung-Hang Peng², Paul Moreti, Tahar Touam,
Faiza Meriche, Esidor Ntsoenzok³**

¹ *Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS UMR 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France*

² *Graduate Institut of Photonics and Optoelectronics, GIPO, National Taiwan University, Taipei, 106 Taiwan*

³ *Conditions Extrême et Matériaux : Haute Température et Irradiation, CNRS UPR 3079, 45071 Orléans, France*

quentin_ripault@yahoo.fr

RÉSUMÉ

Dans ce projet nous nous intéressons à la conception d'une source multi-longueurs à base de cristaux photoniques non linéaires 2D réalisés dans des couches minces de LiNbO₃ obtenues par Smart-CutTM. Comme première étape, nous nous concentrons sur l'étude des effets de l'implantation ionique dans le PPLN 2D afin, d'une part, d'obtenir des structures guidantes pour le confinement de la lumière et d'autre part de mettre au point le processus Smart-CutTM qui permet d'obtenir des couches minces avec les mêmes propriétés cristallines que le matériau massif. Nous nous intéresserons plus particulièrement à l'étude de la génération de second harmonique dans les structures obtenues.

MOTS-CLEFS : *Quasi-Accord de Phase ; Guides d'ondes ; Technique Smart-CutTM.*

1. INTRODUCTION

Les cristaux photoniques non linéaires sont des structures où le signe du coefficient non linéaire $\chi^{(2)}$ est périodiquement inversé dans les deux directions. Cela permet d'obtenir plusieurs vecteurs du réseau réciproque qui peuvent réaliser un quasi accord de phase.

Par ailleurs la réalisation de ces structures sous forme de guides d'ondes est d'un grand intérêt pour l'optique non linéaire intégrée. Cependant, l'obtention de structures guidantes dans le LiNbO₃ peut actuellement se faire en utilisant la diffusion ou l'échange ionique ainsi que l'implantation d'ions légers voire le dépôt de couches minces. Cependant tout processus de fabrication de guides d'ondes usuel est de nature à affecter les propriétés optiques du matériau. De ce point de vue, obtenir une couche mince de LN ayant les mêmes propriétés cristallines que le matériau massif pourrait être d'un grand intérêt pour l'optique non linéaire intégrée. L'une des voies possibles serait l'utilisation de la technologie Smart-CutTM.

Dans ce contexte, nous nous intéressons à la réalisation et l'étude de structures PPLN 2D dans des couches minces de LN obtenues par procédé Smart-cut. Comme étape intermédiaire nous nous focalisons sur les effets de l'implantation ionique dans des structures PPLN 2D. D'une part, nous étudions la possibilité d'obtenir des guides d'ondes efficaces dans ces structures et d'autre part nous nous intéressons aux conditions nécessaires pour la mise au point du processus Smart-CutTM dans les structures PPLN 2D.

2. LE PROCEDE SMART CUT

La technologie Smart-CutTM a été inventée en 1991 par M. Bruel. L'implantation ionique (hydrogène ou hélium) à une forte dose dans le silicium provoque l'apparition de cloques ou d'exfoliations en surface. Si la dose implantée est suffisamment élevée ($>2.10^7$ H/cm²) des cloques apparaissent après un traitement thermique à des températures de 350 – 600 °C. Cette technologie a été transposée aux cristaux de LiNbO₃ et LiTaO₃ par Osgood et al. pour obtenir le «crystal ion slicing». Après une étape d'implantation ionique pour fragiliser le cristal, la couche est détachée

par soit par lift-off soit par traitement thermique. La couche détachée est ensuite collée sur un support en utilisant une résine de collage. Les étapes de ce processus sont indiquées sur la figure 1.

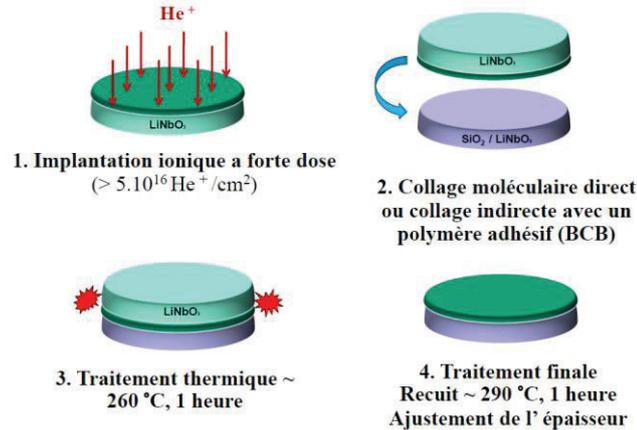


Fig. 1 : Les étapes du processus Smart-cut.

L'implantation ionique est réalisée à haute énergie entre 1 et 4 MeV, en hélium, pour des doses de $5 \cdot 10^{16}$ ions/cm². L'épaisseur de la couche est généralement entre 2 et 10 μm . Le lift-off est réalisé par gravure chimique en utilisant une solution d'acide fluorhydrique (HF) dilué (5%) qui attaque la zone sélectivement la zone implantée. Plus récemment, l'équipe de Günter du laboratoire d'optique non linéaire de Zurich a utilisé un traitement thermique post-implantation pour réaliser le transfert de la couche. L'implantation est réalisée à des énergies entre 50 et 250 KeV et les doses entre 10^{16} et 10^{17} ions/cm². Dans ce cas, l'épaisseur de la couche transférée peut être $< 1 \mu\text{m}$. Le collage direct est réalisé via une couche de collage sur du SiO₂. Le recuit nécessaire au transfère est de l'ordre de 220°C. Ce recuit permet soit le transfère direct de la couche soit l'accélération de la gravure chimique HF.

3. RESULTATS ET DISCUSSIONS

La fabrication de nos échantillons PPLN 2D a été effectuée par application de champs électriques intenses [1] en collaboration avec l'Université NTU de Taiwan (FEPED). L'implantation ionique utilisée à la fois pour obtenir des guides d'ondes et pour mettre au point le processus Smart-Cut™ a été effectuée au laboratoire CEMHTI de l'Université d'Orléans.

A titre d'exemple, la figure 2 montre les résultats préliminaires du processus Smart-Cut™ que nous sommes en train de mettre au point au sein du laboratoire. On constate le détachement de certaines zones en lamelle suivant des lignes de fractures dans l'échantillon.



Fig. 2: Etat de la surface d'un échantillon LN vierge et un échantillon PPLN 2D après implantation suivi d'un recuit.

Grace à la combinaison de la techniques d'implantation ionique et de collage par adhésion moléculaire, la technologie Smart-Cut™ présente de nombreux avantages : l'épaisseur de la couche transférée pourrait être directement fixée par l'énergie d'implantation des ions hélium ; permettant une flexibilité au niveau de l'épaisseur de la couche transférée (de quelques dizaines de nanomètres

à environ 2 μm) ; le film transféré est de très bonne qualité cristalline ; l'épaisseur des couches transférées présente une excellente uniformité. Notre travail se poursuit dans ce sens.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes focalisés sur l'étude des effets de l'implantation ionique sur les propriétés optiques du PPLN-2D comparativement au LN vierge.

Pour cela nous avons d'abord utilisé l'excitation modale classique par couplage par prisme dans nos guides.

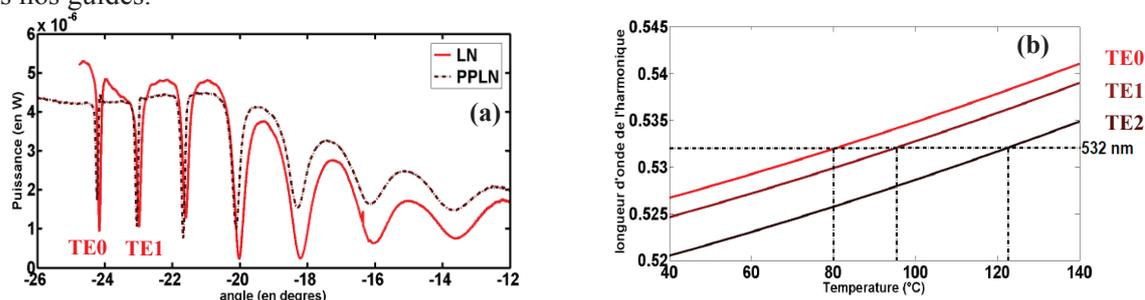


Fig. 3.a : Modes guidés TE à 632 nm dans les guides implantés He+ dans le LN (courbe continue) et dans le PPLN-2D (courbe en pointillé), pour un même échantillon. ($E_i = 1,5$ MeV, Dose = $1,5 \cdot 10^{16}$).

Fig. 3.b : Variation de la condition d'accord de phase en fonction de la température pour les différents modes transverses TE de l'harmonique dans le guide PPLN 2D et calculé par dispersion modale.

De plus, cette méthode (couplage longitudinal par prisme) permet de mesurer dans ces guides les pertes globales associées à chacun des modes (diffusion, absorption et effet tunnel optique). Le découplage se faisant par la tranche de l'échantillon en transmission [9]. Ces méthodes de mesure nous permettent d'essayer plusieurs configurations afin d'optimiser les conditions de guidage. Les résultats de cette étude montrent que le profil du guide ainsi que les pertes (de l'ordre de 1 dB/cm pour les premiers modes) ne sont quasiment pas modifiés dans la zone périodiquement polarisée du cristal suivant le processus d'implantation (fig. 3.a).

Un dispositif expérimental de SHG a également été monté afin de caractériser et comparer les propriétés non-linéaires de nos PPLN-2D massifs et guides (conditions de QAP dans les guides suivant la température et la longueur d'onde de pompe, ordres de QAP et le vecteur du réseau réciproque). Les travaux sont en cours de réalisation sur un banc de caractérisation d'optique non linéaire avec un système de couplage - découplage par objectif de microscope.

CONCLUSION

Après avoir observé la conservation des propriétés optiques linéaires de nos guides PPLN 2D implantés He⁺ (profil d'indice, pertes optiques), nous étudions actuellement les propriétés non linéaires de nos guides implantés. Par ailleurs, nous poursuivons le développement d'une nouvelle technique de fabrication de PPLN en couche mince par exfoliation sur des surfaces de quelques cm² et basée sur la méthode Smart-CutTM. Ceci dans le but d'obtenir un guide à fort contraste d'indice ($\Delta n \approx 0.65$) dans les cristaux photoniques non-linéaires dont les propriétés cristallines sont identiques à celles du matériau massif.

RÉFÉRENCES

- [1] G. D. Miller thesis, Stanford University (1998).
- [2] Boyd J.T., (1972) J.Q.E. **8** 788
- [3] M. De Micheli, (1998) Collection SFO **6** 203-233
- [4] Hayata K., Sugawara T., Koshiha M., (1990) J. of Quant. Elect. **26** (1) 123-134
- [5] Stegeman G.I., Seaton T.C., (1985) J. Appl. Phys **58** (12) R57 – R78
- [6] B. Aspar, M. Bruel, H. Moriceau, C. Maleville, T. Pourneyrol, A. M. Papon, (1997), Microelec. Eng. **3**, 233-240
- [7] P. Rabei, P. Gunter, (2004) Appl. Phys. Lett. **85**, 4603
- [8] G. Poberaj, M. Koechlin, F. Sulser, A. Guarino, J. Hajfler, (2008), Opt. Mater
- [9] A. Boudrioua, J. C. Loulergue, (1997), Opt. Com, **137**, 553-557

IMAGERIE EN CHAMP PROCHE OPTIQUE A 1,55 μm DE GUIDES D'ONDE PLASMONIQUES PAR RETRO-INJECTION SUR LASER A FIBRE

Matthieu Roblin¹, Sylvain Girard¹, Hervé Gilles¹, Mathieu Laroche¹, Julien Cardin², Christian Dufour², Ulrike Luders³

¹ Equipe LIOA, CIMAP, Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique,

² Equipe NIMPH, CIMAP, Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique, ENSICAEN-CNRS-CEA, Université de Caen, 6 Boulevard Maréchal Juin, 14050 Caen, France.

³ CRISMAT, UMR 6508 ENSICAEN-CNRS, 6 Boulevard Maréchal Juin, 14050 Caen, France.

matthieu.roblin@ensicaen.fr, sylvain.girard@ensicaen.fr

RÉSUMÉ

Différentes structures plasmoniques basées sur une couche mince d'or déposée sur un substrat de silice ont été fabriquées par lithographie électronique. Les fonctionnalités optiques de ces structures intégrées photoniques ont été caractérisées expérimentalement autour de $\lambda=1,55\mu\text{m}$ à l'aide d'un montage de microscopie en champ proche optique (SNOM) fonctionnant par rétro-injection laser sur un laser DFB à fibre dopée Erbium. Ce dispositif expérimental permet d'imager simultanément la topographie de surface de l'échantillon ainsi que la répartition du champ électromagnétique optique avec une résolution spatiale inférieure à 20nm. Les images SNOM obtenues sont comparées avec des simulations numériques réalisées par des modélisations FDTD 2D ou 3D.

MOTS-CLEFS : *Microscopie en champ proche optique ; plasmon-polariton de surface ; lithographie électronique ; FDTD*

1. INTRODUCTION

Un Plasmon-Polariton de Surface (SPP) est constitué par une onde lumineuse évanescente confinée à l'interface entre un métal et un diélectrique couplée à une oscillation collective des électrons dans le métal. Les SPP permettent de manipuler la lumière sur des dimensions qui ne sont plus limitées par le critère de Rayleigh avec des effets d'exaltation très importants du champ électromagnétique permettant de favoriser l'interaction lumière-matière. Cela ouvre des perspectives extrêmement prometteuses pour réaliser des composants d'optique intégrée passifs ou actifs à une échelle sub-longueur d'onde [1,2]. Les composants d'optique intégrée fonctionnant par SPP présentent toutefois une atténuation très marquée au cours de la propagation le long de l'interface métal/diélectrique liée aux pertes dans le métal ainsi qu'à des phénomènes de fuites à travers la couche métallique ou de défauts de surface correspondant à des imperfections dans la fabrication des objets micro ou nano-structurés. Cette atténuation peut être réduite lorsque la répartition du champ optique entre le métal et le diélectrique est majoritairement localisé dans le milieu diélectrique, ce qui peut être obtenu par exemple en fonctionnant à une longueur d'onde autour de 1,55 μm plutôt que dans le domaine visible ou proche infrarouge autour de 800nm. Afin d'étudier la propagation SPP autour de $\lambda=1,55\mu\text{m}$, une série de structures or/silice a été réalisée par lithographie par faisceau d'électrons puis caractérisée par microscopie optique en champ proche et modélisée par FDTD (Finite-Difference Time-Domain).

2. FABRICATION DES GUIDES D'ONDE PLASMONIQUES PAR LITHOGRAPHIE ELECTRONIQUE

La fabrication des structures plasmoniques a été réalisée par lithographie par faisceau d'électrons. Le procédé de fabrication utilisé comprend six étapes successives : (1) l'évaporation d'une couche mince d'or d'épaisseur $h=20\text{-}30\text{nm}$ sur un substrat de silice; (2) le dépôt par tournette

d'une résine négative (SAL601H-SR7) ; (3) l'insolation du motif par faisceau d'électrons avec un microscope à balayage TESCAN Mira 3 (dose=300 μ C/cm², HV=30 keV, taille du spot \sim 3nm, temps \sim 30min) ; (4) le développement (MF-322) ; (5) l'usinage ionique et (6) le nettoyage des résidus de résine par stripper. La figure 1 représente deux séries de composants réalisées avec cette technique comprenant une zone d'or centrale homogène pour l'injection de la lumière et autour les différentes structures plasmoniques étudiées.

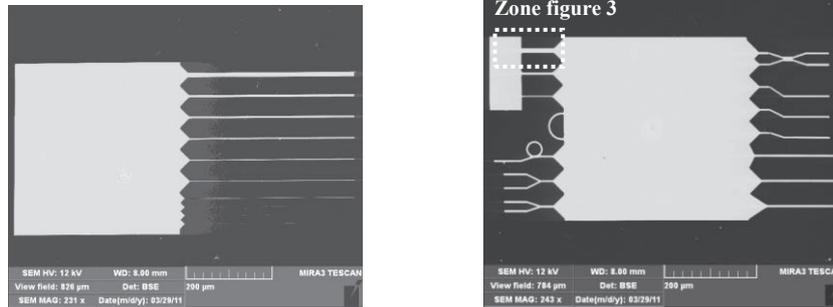


Fig. 1 : Exemples de structures plasmoniques fabriquées par lithographie par faisceaux d'électrons.

La première série est un ensemble de guides droits constitués par des bandes métalliques d'or de largeurs comprises entre $w=10\mu\text{m}$ et $w=200\text{nm}$ permettant une mesure de la longueur de propagation du SPP en fonction du confinement transverse. La zone élargie au départ permet d'améliorer le couplage entre la zone d'injection et les guides métalliques. La seconde série comprend différentes structures permettant d'étudier l'ouverture numérique en sortie des guides ou des structures de coupleurs (1 vers 2 ou 2 vers 2) ou guides avec courbures.

3. IMAGERIE EN CHAMP PROCHE OPTIQUE PAR RETRO-INJECTION LASER

La distribution spatiale du SPP à l'interface or/air peut être imagée par microscopie optique en champ proche. Le dispositif d'imagerie SNOM que nous avons développé utilise une rétro-injection optique cohérente hétérodyne sur un laser à fibre DFB dopée erbium. Le montage LFI-SNOM est représenté schématiquement sur la figure 2.

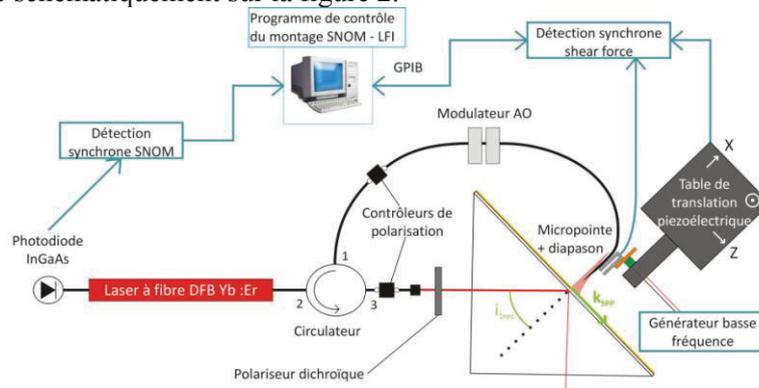


Fig. 2 : Montage LFI-SNOM utilisé pour étudier expérimentalement les propriétés optiques des SPP.

L'injection dans la couche métallique est réalisée par la technique de Kretschmann-Raether à l'aide d'un prisme en réflexion totale. La micro-pointe qui collecte le champ SPP est constituée d'une fibre optique monomode effilée dont l'extrémité possède un apex de rayon de courbure inférieure à 500nm. Le champ collecté est ensuite décalé en fréquence optique avant d'être rétro-injecté vers la source laser afin d'exciter les oscillations de relaxation du laser. La perturbation dynamique résultant de ce retour optique permet une détection très sensible de l'amplitude et de la phase du champ optique prélevé. La micro-pointe est balayée point par point sur la surface de l'échantillon à l'aide de déplacements piézoélectriques afin de réaliser une image. Au cours du

balayage, la micro-pointe est en permanence asservie en position par force de cisaillement (méthode Shear-force). On obtient alors deux images: une image de la topographie de surface de l'échantillon avec une résolution nanométrique (comme dans un microscope AFM) et une image optique en champ proche dont la résolution n'est limitée que par la taille de la micro-pointe et/ou la distance d'asservissement choisie pour réaliser la détection. La figure 3 illustre un exemple d'enregistrement obtenu sur un guide de largeur $w=10\mu\text{m}$. On distingue en particulier l'élargissement progressif du mode en sortie du guide lorsque le SPP atteint la zone d'or uniforme et homogène sans le confinement transverse.

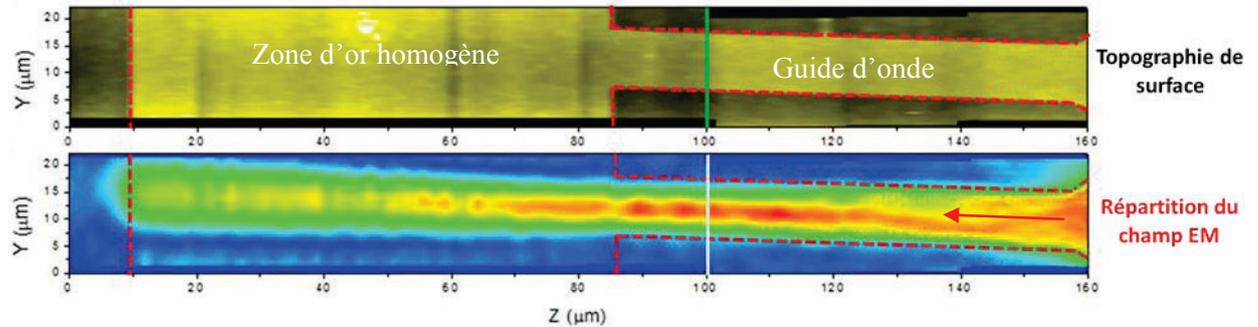


Fig. 3 : Topographie et champ proche optique à $\lambda=1,55\mu\text{m}$ obtenues par LFI-SNOM sur une structure plasmonique comprenant un guide d'onde de largeur $w=10\mu\text{m}$ puis une zone d'or homogène (voir figure 1).

Différentes études expérimentales sur la longueur de propagation L_{SPP} en fonction de la largeur des guides et sur l'angle d'ouverture numérique en sortie de ces structures guidantes ont été réalisées puis comparées avec des modélisations numériques basées sur un code FDTD développé au laboratoire. Ces codes permettent en particulier de visualiser les fuites optiques vers le substrat ou vers l'air lorsque la largeur du guide devient trop faible (figure 4).

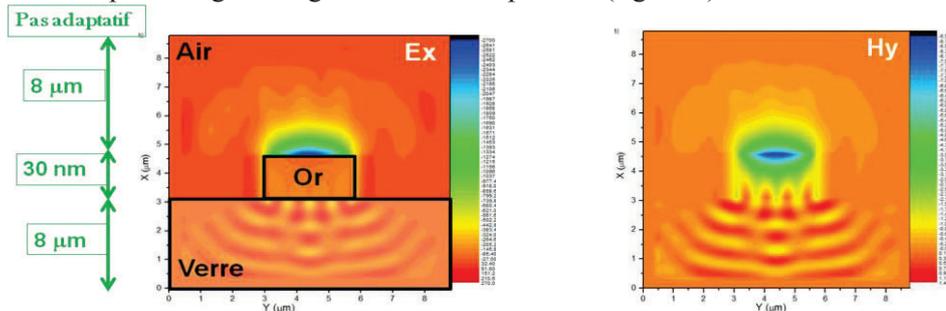


Fig. 4 : Etude par modélisation FDTD de la propagation SPP dans un guide métallique d'or à $\lambda=1,55\mu\text{m}$

CONCLUSION

Les fonctionnalités optiques d'un ensemble de guides d'onde SPP constitués de bandes métalliques d'or déposées sur substrat de silice ont été étudiées expérimentalement en utilisant un montage d'imagerie en champ proche optique basé sur une rétro-injection hétérodyne sur un laser DFB à fibre dopée erbium (LFI-SNOM). Ces études expérimentales ont été couplées à des modélisations FDTD (Finite-Difference Time-Domain) en 2D ou en 3D afin de comparer les modèles théoriques avec les propriétés optiques observées avec la technique LFI-SNOM.

RÉFÉRENCES

- [1] W.L. Barnes, A. Dereux, T.W. Ebbesen, "Surface plasmon subwavelength optics" Nature, 424, 2003.
- [2] E. Ozbay, "Plasmonics: Merging Photonics and Electronics at Nanoscale Dimensions", Science 311, pp.189-193, 2006.
- [3] H. Gilles, S. Girard, M. Laroche, A. Belarouci, "Near-field amplitude and phase measurements using heterodyne optical feedback on solid-state lasers", Optics Letters, 33, pp. 1-3, 2008.

FAÇONNER L'ÉMISSION DE LUMIÈRE AVEC LES ANTENNES OPTIQUES

Brice Rolly¹, Brian Stout¹, Sebastien Bidault², Nicolas Bonod¹

¹ Institut Fresnel, UMR CNRS 6133, Université d'Aix-Marseille, 13397 Marseille cedex 20, France

² Institut Langevin, CNRS UMR 7587, ESPCI ParisTech, 10 rue Vauquelin, 75231 Paris Cedex 05, France

nicolas.bonod@fresnel.fr

RÉSUMÉ

Nous décrivons dans cet exposé l'intérêt des antennes optiques pour contrôler les lobes d'émission d'émetteurs uniques dipolaires. Nous considérons tout d'abord le cas fondamental d'un émetteur et d'une particule métallique sphérique avant d'aborder dans un second temps l'association de plusieurs particules couplées permettant la conception d'antennes très efficaces. Nous présenterons dans une dernière partie le concept d'antenne métallo-diélectrique qui associe les propriétés complémentaires des métaux et des diélectriques.

MOTS-CLEFS : *plasmonique ; nano-antennes ; rayonnement dipolaire*

1. INTRODUCTION

Ces dernières années, un intérêt croissant a été porté aux interactions entre des émetteurs quantiques (molécules fluorescentes, boîtes quantiques...) et des structures plasmoniques [1]. Une « nano-antenne » optique, par analogie aux antennes radiofréquences, est une structure qui permet (i) d'exciter efficacement un émetteur depuis le champ lointain, (ii) de diminuer le temps de vie de l'état excité, et (iii) de rediriger le rayonnement émis par cet émetteur.

L'une des possibilités explorées récemment est la transposition directe (par réduction d'échelle) de l'antenne de type « Yagi-Uda » aux fréquences optiques : l'antenne est composée d'une particule de taille importante (le réflecteur) et d'une chaîne de particules de taille inférieure (le directeur). Si ce concept a été proposé dans le domaine des fréquences optiques dès 2007, il aura fallu attendre l'été 2010 pour voir la première réalisation expérimentale d'une boîte quantique couplée à une antenne de type Yagi Uda obtenue par lithographie électronique [2].

Durant cet exposé, nous allons tout d'abord expliquer les concepts fondamentaux qui régissent les propriétés de diffusion d'une particule métallique éclairée en champ proche par un émetteur dipolaire. Nous aborderons dans une seconde partie le design d'antennes ultracompactes et directives .

2. DIRECTIVITÉ D'UNE SPHÈRE UNIQUE

Nous considérons une sphère d'argent (permittivité tabulée d'après [3]) de 50nm de diamètre placée dans un milieu environnant d'indice de réfraction 1.5, couplée transversalement à un émetteur dipolaire qui présente une longueur d'onde d'émission dans le vide de 600 nm. La figure 1 montre les diagrammes de rayonnement en champ lointain calculés par une méthode basée sur la théorie de Mie [4] pour 3 séparations différentes entre l'émetteur et le centre de la sphère, respectivement 76nm, 36nm et 30nm. Nous voyons que cette modification de la distance à une échelle largement inférieure à la longueur d'onde modifie drastiquement l'efficacité de réflexion qui diminue respectivement de 43% à 50%, puis à 82%.

Cette sensibilité très forte à la distance, à une échelle de $\lambda/100$, ne peut être comprise qu'en prenant en compte l'expression complète de la différence de phase entre le dipôle émetteur et le dipôle induit dans la sphère, ainsi que l'effet de cette différence de phase sur la directivité. Nous avons développé un

modèle dipolaire simple [5] qui montre que la différence entre la puissance rayonnée dans une direction et dans la direction symétrique par rapport à l'origine s'écrit :

$$\Delta P(r, \theta, \varphi) = \frac{-\omega^3 k}{16\pi^2 \epsilon_0 c^2 r^2} |p_1| |p_2| \sin(\phi) \sin(kd \sin(\theta) \cos(\varphi)) \sin^2(\theta) \quad (1)$$

avec $\phi = \arg(p_1/p_2)$ le déphasage entre les dipôles induits. Dans le demi-espace $x > 0$, lorsque la distance entre les deux dipôles est petite, le signe de ΔP est constant, et égal au signe de $-\sin(\phi)$. Le déphasage entre les deux dipôles gouverne donc le comportement réflecteur ou collecteur de la sphère métallique. Or ce déphasage s'écrit, avec α la polarisabilité de la sphère :

$$\phi(kd) = \arg \left[-\alpha e^{ikd} (1 - ikd - k^2 d^2) \right] = \arg(\alpha) + kd + \arg(k^2 d^2 + ikd - 1) \quad (2)$$

et dans cette expression, pour des distances $kd \leq \pi$, en général aucun terme ne peut être négligé. Nous étudierons l'évolution de ce déphasage avec la distance ce qui nous permettra d'expliquer la très forte sensibilité de la directivité à la distance émetteur/particule.

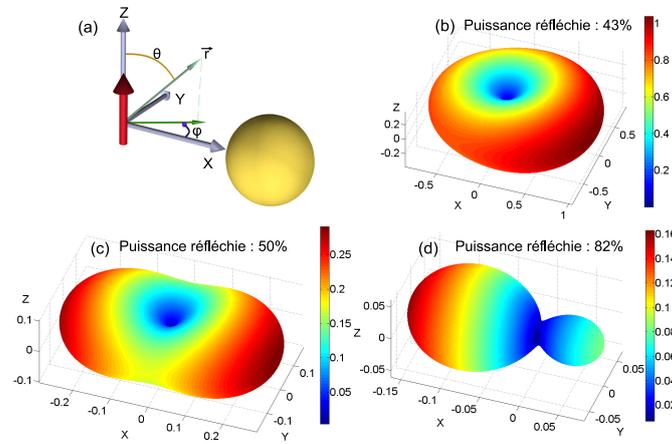


FIGURE 1 : (a) Définition des coordonnées sphériques utilisées ; le dipôle émetteur est orienté suivant l'axe z , la sphère d'argent est placée à une distance d sur l'axe x . (b-d) Diagrammes de rayonnement en champ lointain pour une distance d de (b) 76nm, (c) 36nm, et (d) 30nm.

3. ANTENNE MÉTALLIQUE COMPACTE

Il y a donc deux principaux moyens d'influer sur les propriétés de collection d'une particule métallique : (i) modifier sa taille caractéristique, ce qui modifiera sa polarisabilité α et (ii) modifier sa position vis-à-vis de l'élément excitateur. En jouant à la fois sur ces deux paramètres, on peut obtenir une antenne métallique compacte, telle que celle présentée sur la figure 2 [5]. Une structure « super-émetteur » composée de deux sphères de 60nm de diamètre est couplée à un ensemble réflecteur (diamètre 90nm) + collecteur (diamètre 60nm). Les performances obtenues sont : une augmentation de la vitesse de décroissance radiative $\Gamma_{rad} = 625$, un rendement quantique (pour un rendement initial unitaire) $\eta = 52\%$ et une directivité $D = 5,4$ dBi, le tout pour un encombrement maximal de 210nm comparable à $\lambda/2$.

4. UTILITÉ DU RÉFLECTEUR POUR UNE NANO-ANTENNE YAGI-UDA

Nous avons développé dernièrement une expression analytique des taux de décroissance [6] d'un émetteur dipolaire couplé à un grand nombre de particules métalliques. Nous avons utilisé ce formalisme pour étudier l'effet du « réflecteur » dans les configurations de nano-antennes de type Yagi-Uda. Nous avons ainsi montré que si le réflecteur permet effectivement d'augmenter la directivité de l'émission, ce gain se fait au détriment de la puissance effectivement envoyée dans la direction d'intérêt. Pour réaliser une nano-antenne de ce type, on doit ainsi faire un compromis entre directivité et puissance sur l'axe.

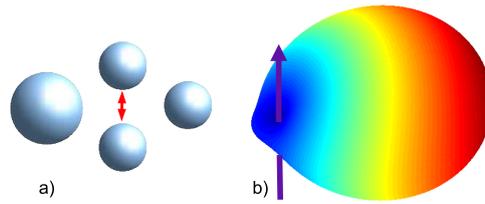


FIGURE 2 : (a) Schéma de principe. (b) Diagramme de rayonnement en champ lointain pour $\lambda = 610\text{nm}$.

5. ANTENNE MÉTALLO-DIÉLECTRIQUE

Enfin, nous montrerons une approche originale qui permet de satisfaire à l'ensemble des propriétés requises des antennes optiques. Une antenne métal-diélectrique utilise les propriétés de collection offertes par une sphère diélectrique d'indice élevé (TiO_2) conjointement à une structure métallique de type « super-émetteur » (figure 3). Ce type d'antenne compacte (550nm d'encombrement maximal), offre un fort taux de décroissance radiative ($\Gamma_{rad} = 1470$) couplé à un rendement quantique élevé ($\eta = 68\%$) et une très forte directivité ($D = 10,15 \text{ dBi}$) [7].

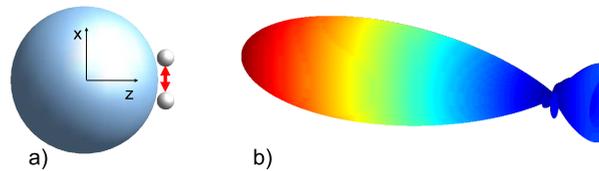


FIGURE 3 : (a) Schéma de principe. (b) Diagramme de rayonnement en champ lointain pour $\lambda = 515\text{nm}$.

CONCLUSION

Cet exposé montre toute la richesse physique des antennes optiques. Des modèles dipolaires développés ces dernières années nous auront permis d'exprimer de manière didactique les propriétés optiques fondamentales des nano-antennes.

RÉFÉRENCES

- [1] L. Novotny and N. van Hulst, "Antennas for light," *Nat. Photonics*, vol. 5, no. 2, pp. 83–90, 2011.
- [2] A. G. Curto, G. Volpe, T. H. Taminiau, M. P. Kreuzer, R. Quidant, and N. F. van Hulst, "Unidirectional emission of a quantum dot coupled to a nanoantenna," *Science*, vol. 329, no. 5994, pp. 930–933, Aug 20 2010.
- [3] E. Palik and G. Ghosh, *Handbook of optical constants of solids*. Academic Press, 1998.
- [4] B. Stout, J. C. Auger, and A. Devilez, "Recursive t matrix algorithm for resonant multiple scattering : applications to localized plasmon excitations," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 25, no. 10, pp. 2549–2557, Oct 2008.
- [5] N. Bonod, A. Devilez, B. Rolly, S. Bidault, and B. Stout, "Ultracompact and unidirectional metallic antennas," *Phys. Rev. B*, vol. 82, no. 11, p. 115429, Sep 16 2010.
- [6] B. Stout, A. Devilez, B. Rolly, and N. Bonod, "Multipole methods for nanoantennas design : applications to yagi-uda configurations," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 28, no. 5, pp. 1213–1223, May 2011.
- [7] A. Devilez, B. Stout, and N. Bonod, "Compact metallo-dielectric optical antenna for ultra directional and enhanced radiative emission," *ACS Nano*, vol. 4, no. 6, pp. 3390–3396, Jun 2010.

AMPLIFICATION OPTIQUE BIDIRECTIONNELLE POUR LE TRANSFERT DE FREQUENCES OPTIQUES UTILISANT LE RESEAU RENATER

Vincent Roncin¹, Olivier Lopez¹, Bruno Chanteau¹, Christian Chardonnet¹, Anne Amy-Klein¹, Adil Haboucha² et Giorgio Santarelli²

¹ *Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13, UMR CNRS 7538, 93430 Villetaneuse, France*

² *LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France*

vincent.roncin@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Dans cet article, nous présentons nos travaux relatifs à l'amplification optique pour le transfert de lasers ultra-stables, utilisant un réseau installé de télécommunication par fibre optique. Un tel lien optique possède une architecture singulière qui repose sur la correction du bruit de phase apporté par le transfert, nécessitant la propagation du signal dans les deux sens sur la même fibre, à la différence des transmissions numériques monodirectionnelles. Si l'on souhaite transmettre le laser sur de longues distances, une amplification optique est nécessaire et doit être elle aussi bidirectionnelle. Nous étudions actuellement différentes configurations d'amplificateurs optiques visant à minimiser la dégradation des performances de transmission par le bruit d'émission spontanée (ESA). Nous étudions aussi la possibilité de combiner amplification conventionnelle de type Erbium et amplification Brillouin pour augmenter les marges de fonctionnement du système.

MOTS-CLEFS : *amplification optique, transmission bidirectionnelle, transfert d'horloge optique*

1. INTRODUCTION

Un lien optique est constitué d'une fibre optique dans laquelle on injecte un laser stabilisé en fréquence dont on souhaite transmettre la phase [1-2]. Une boucle d'asservissement permet de corriger les variations de phase dues aux fluctuations de la longueur optique de la fibre sous l'effet des variations de température et de pression. Pour réaliser cet asservissement, le signal optique circule dans les deux sens sur la même fibre comme le montre la figure 1 : le signal ayant effectué un aller-retour est comparé avec le signal initial du laser stabilisé. Leur différence de phase optique donne ainsi directement les fluctuations de phase $2 \times \Phi_L$ dues à la propagation aller-retour, correspondant au signal d'erreur pour la boucle de correction. Avec cette technique, les meilleures références de fréquence développées dans les laboratoires de métrologie deviennent accessibles à n'importe quel autre laboratoire, ce qui ouvre le champ à une large gamme d'applications dans le domaine des mesures de très haute sensibilité telles que la mise en réseau d'antennes pour l'astrophysique, les tests de liens satellitaires, les mesures de constantes fondamentales ou leur éventuelle variation dans le temps.

2. LE LIEN OPTIQUE

Le laboratoire des Systèmes de Référence Temps-Espace (LNE-SYRTE) et le laboratoire de Physique des Lasers sont reliés depuis plusieurs années par un lien optique fibré de 43km. Nous travaillons actuellement sur l'extension de ce lien vers d'autres laboratoires français et européens. Pour réaliser ce maillage, nous utilisons le réseau RENATER (Réseau National de télécommunications pour la Technologie l'Enseignement et la Recherche) qui relie aujourd'hui plus

de mille établissements dans les domaines de la recherche, la technologie et l'enseignement. La nécessité de propager le signal dans les deux sens pour corriger les fluctuations de phase du lien exclut l'utilisation des EDFA monodirectionnels du réseau installé, qui empêcheraient la transmission du signal contra-propageant. A chaque zone d'amplification, le signal est donc extrait du réseau, amplifié dans des amplificateurs optiques bidirectionnels dédiés à cette application, puis réinjecté sur le réseau.

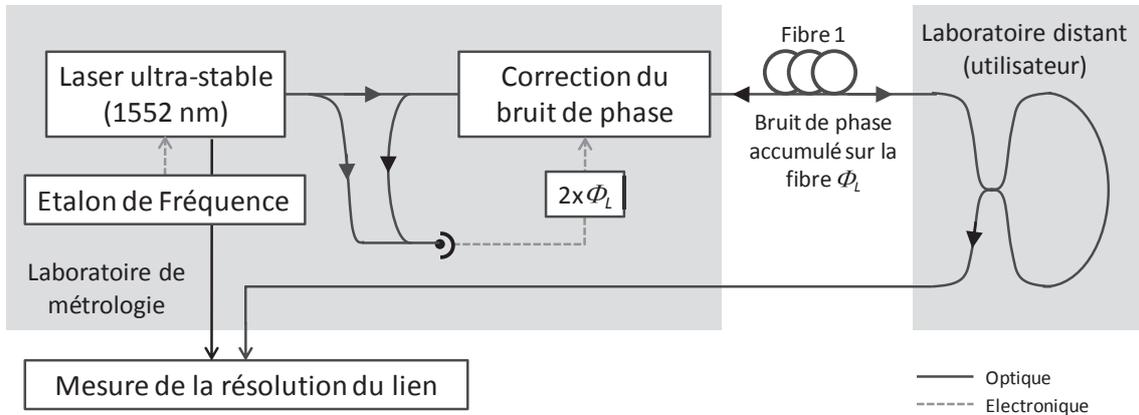


Fig. 1 : principe d'un lien optique avec correction du bruit de phase ajouté lors de la propagation

3. L'AMPLIFICATION ERBIUM BIDIRECTIONNELLE

Les amplificateurs bidirectionnels du lien fonctionnent avec un gain limité à 20 dB pour éviter les oscillations lasers des réflexions parasites présentes sur le réseau. Leur puissance de sortie est aussi limitée par l'effet Brillouin à quelques milliwatt. Leur utilisation ne permet donc pas la compensation des pertes, ni la gestion optimale de la puissance et du bruit d'ESA. Dans la réalité, nous nous heurtons à une forte disparité de la puissance du signal en entrée des amplificateurs optiques, avec des niveaux de puissance entre -25dBm et -45dBm, imposant un fonctionnement des amplificateurs en régime petit signal, régime le plus bruyant. L'utilisation sur le lien des EDFA bidirectionnels avec de tels niveaux de puissance rend impossible une gestion conventionnelle de l'amplification. C'est pour cette raison que nous étudions des configurations d'EDFA bidirectionnels adaptées à la singularité du lien optique. L'objectif est de concevoir des amplificateurs bas bruit en régime petit signal, pouvant compenser l'effet de la dissymétrie des puissances d'entrée co et contra-propageantes. Nous avons réalisé une étude avec le logiciel de simulation Optisystem (Optiwave) afin de déterminer les paramètres de fonctionnement des amplificateurs bidirectionnels. Le principe retenu est de compenser la dissymétrie en ajustant les puissances de pompe co et contra-propageant pour équilibrer le rapport signal sur bruit optique (OSNR) sur le lien. Les résultats de la figure 2 indiquent, pour différentes longueurs de fibres dopées dans l'EDFA, qu'en faisant varier la puissance de pompe contra (ΔP_{pompe} varie de -5 à +15dB), les gains co et contra varient mais restent égaux (a). Par contre, sur la figure 2 (b), nous observons qu'il est possible de rééquilibrer l'OSNR co par rapport au contra en réduisant la puissance de pompe du côté opposé au signal de plus faible puissance. Cette opération est réalisée en augmentant l'OSNR du signal le plus bruyé. Pour une fibre de 5m, il est d'ailleurs possible de compenser la différence d'OSNR co/contra. Grâce à cette configuration, il devient envisageable de réduire la différence de bruit d'ESA co/contra lorsque les puissances en entrée des EDFA bidirectionnels ne sont pas égales. Nous avons réalisé un prototype à partir d'une fibre dopée à 10^{25} ions/m³ d'une longueur de 3,5 m avec un pompage co/contra variable, dans le but de confirmer expérimentalement ces résultats de simulation.

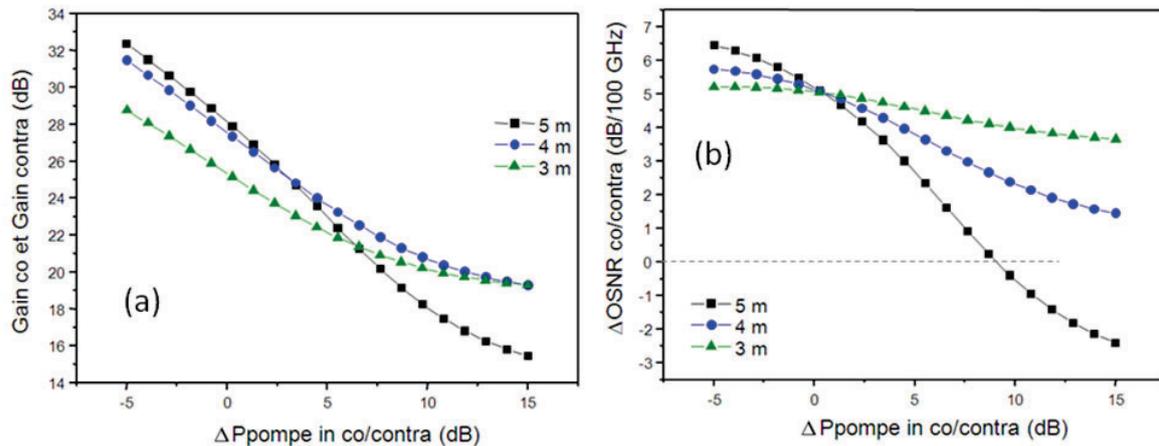


Fig. 2 : Résultats de simulation obtenus pour une différence de puissance des signaux co et contra en entrée de l'EDFA bidirectionnel de 5 dB (puissance co fixée à -35 dBm). En faisant varier la symétrie des pompes co/contra, les gains co et contra varient mais restent symétriques (a) alors que les OSNR co et contra peuvent être dissymétriques, permettant une égalisation des OSNR (b).

4. L'AMPLIFICATION BRILLOUIN

L'autre voie explorée repose sur la réalisation d'un amplificateur basé sur le principe de la diffusion Brillouin stimulée [4]. Un signal de pompe intense produit dans la fibre une onde acoustique par électrostriction. Les photons de pompe sont alors convertis en une onde Stokes principalement contra-propageante à la pompe, avec un décalage de fréquence autour de 11 GHz pour la silice, et dans une gamme d'environ 30 MHz. Sur ce principe, toute onde contra-propageante à la pompe et décalée de cette fréquence, sera amplifiée avec un facteur de bruit plus bas que pour une amplification Erbium. Nous étudions actuellement la possibilité de réaliser ce type d'amplification, soit distribuée sur la fibre de ligne ou soit localisée. Cette dernière possibilité permettrait de réaliser une pre-amplification sélective de signal utile devant la détection hétérodyne, pour augmenter les marges de fonctionnement du système.

CONCLUSION

L'amplification optique est un paramètre clé pour le déploiement de lien optique à l'échelle de la France voire de l'Europe. L'utilisation d'amplificateurs bidirectionnels et le déploiement sur des infrastructures figées des réseaux de télécommunication existants, nécessitent de réaliser de nouveaux designs d'amplificateurs. Les études menées au laboratoire tendent à envisager une amplification mixte basée sur la complémentarité des EDFA traditionnels simples et robustes mais mal adaptés aux types de signaux transmis sur le lien, et d'une amplification sélective et moins bruyante de type Brillouin.

REFERENCES

- [1] N. R. Newbury, P. A. Williams, W. C. Swann, "Coherent transfer of an optical carrier over 251 km", *Opt. Lett.*, vol. 32, pp. 3056-3058, 2007.
- [2] H. Jiang et al., "Long-distance frequency transfer over an urban fiber link using optical phase stabilization", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 25, pp 2029-2035, 2008.
- [3] O. Lopez, et al., "Cascaded multiplexed optical link on a telecommunication network for frequency dissemination," *Optics Express*, vol. 18, no. 16, pp. 16 849–16 857, 2010.
- [4] O. Terra, G. Grosche, and H. Schnatz, "Brillouin amplification in phase coherent transfer of optical frequencies over 480 km fiber," *Optics Express*, vol. 18, no. 15, pp. 16 102–16 111, 2010.

LASER A FIBRE NANOSECONDE ACCORDABLE DANS LES DOMAINES VISIBLE ET INFRAROUGE

Romain Royon¹, Lhermite Jérôme¹, Laurent Sarger², Cormier Eric¹

¹ CELIA, Université Bordeaux 1, UMR CNRS 5107, 33405 Talence, France

² LOMA, Université Bordeaux 1, 33405, Talence, France

royon@celia.u-bordeaux1.fr

RÉSUMÉ

Nous rapportons la réalisation d'un amplificateur à fibres dopées ytterbium double gaine continuellement accordable entre 1020 nm et 1120nm. Ce système est basé sur une architecture MOPA à plusieurs étages dont le signal amplifié provient d'une source supercontinuum. L'amplificateur de puissance délivre en fin de chaîne des impulsions sub-nanoseconde à la cadence 20 kHz pour une puissance supérieure à 10 W sur la bande 1020-1100 nm correspondant à une énergie de 0,5 mJ et une puissance crête de 555 kW. Nous parvenons à générer par doublage de fréquence jusqu'à 4W entre 510 et 560 nm.

MOTS-CLEFS : *Amplificateur à fibre, fibre dopée ytterbium, source accordable, doublage de fréquence*

1. INTRODUCTION

Les lasers et amplificateurs pulsés à fibre dopée ytterbium couvrent un large champ d'applications dans l'industrie, la médecine ou les sciences. Certaines de ces applications comme la conversion de fréquence ou l'usinage très précis de matériaux requièrent des puissances crêtes élevées ainsi que des impulsions très énergétiques. En ce sens, les matériaux dopés ytterbium et plus particulièrement les fibres permettent d'atteindre une large bande spectrale de gain allant, théoriquement, de 976 nm jusqu'à 1200 nm [1]. Cependant les transitions de l'ytterbium pour les courtes longueurs d'onde (<1010 nm) sont à trois niveaux ce qui en général n'est pas favorable à un pompage gaine à cause de la réabsorption significative du signal dans les régions faiblement pompés. D'autre part, le système est essentiellement quasi trois niveaux pour les grandes longueurs d'onde (>1040 nm) ; le gain est alors proportionnel à la population de l'état excité et la réabsorption est dans ce cas faible. Toutefois des travaux ont été effectués démontrant la génération de grande longueurs d'onde [2, 3]. Cette propriété peut alors être utilisée à des fins nécessitant soit des spectres larges soit des spectres fins dans cette gamme d'émission. Bien que des solutions existent déjà pour délivrer des rayonnements discrets de forte puissance dans cette bande d'émission comme le Nd : YLF (émission à 1047 nm et 1053 nm) ou Nd : YAG (1064 nm), aucune ne permet une accordabilité sur une large bande.

Des sources fiables très larges bandes telles que les supercontinua sont disponibles commercialement. Ces sources délivrent selon leur régime de la centaine de milliwatt à plusieurs watts sur une bande spectrale allant généralement de 400 nm jusqu'à 2 μ m et correspondant alors à une faible densité de puissance. Par conséquent, il est possible par une sélection spectrale judicieuse d'amplifier des bandes étroites de ce spectre à l'intérieur de la bande d'amplification du matériau laser. Evidemment, différentes configurations ont déjà été proposées en vue d'amplifier dans des fibres dopées ytterbium des sources étroites mais uniquement à des longueurs d'onde fixes. L'amplification accordable dans des fibres en régime pulsé n'a, à notre connaissance, jamais été démontrée.

Nous rapportons aujourd'hui une source accordable infrarouge reposant sur des amplificateurs à fibres dopées ytterbium avec un signal provenant d'un supercontinuum. On convertit en source accordable dans le visible par doublage de fréquence.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le montage expérimental est présenté en figure 1. A cause de la faible et non homogène densité spectrale du supercontinuum, l'architecture de notre système est basée sur un amplificateur à plusieurs étages afin d'amplifier notre signal source. Le supercontinuum délivre 100 mW sur la gamme 800-1300 nm avec des impulsions polarisées de 900 ps à une cadence de de 20 kHz. On obtient l'accordabilité grâce à des Filtres Accordables Acousto-Optic (AOTF) avec pour le premier une résolution de 10 nm et pour le second une résolution de 0,6 nm.

Le signal filtré traverse un premier étage d'amplification composé de 2,5 m d'une fibre double gaine dopée ytterbium (diamètre du cœur $\sim 11 \mu\text{m}$, diamètre de la gaine $\sim 70 \mu\text{m}$, et une absorption de 3 dB/m à 920 nm). La fibre est pompée en contra-propagatif par une diode laser fibrée à 910 nm à travers un miroir dichroïque. Nous plaçons entre les deux premiers étages d'amplification un AOTF faible résolution qui permet d'obtenir un spectre étroit tout en saturant le deuxième étage d'amplification ; l'émission spontanée amplifiée (ASE) est également filtrée. Ce deuxième étage est similaire au premier ; seule la longueur de fibre change pour être de cinq mètres ce qui permettra d'atteindre les grandes longueurs d'onde. Entre tous les étages d'amplification, des isolateurs permettent d'éviter tout retour pouvant entraîner des perturbations ou effets laser parasites.

Le signal est ensuite couplé dans le dernier étage d'amplification constitué de 1,5 m de fibre à cristaux photoniques dopée ytterbium (diamètre de cœur : $40 \mu\text{m}$, diamètre de la gaine : $200 \mu\text{m}$ et une absorption de 3 dB/m à 920 nm). Cette fibre est pompée en contra-propagatif à travers un miroir dichroïque par une diode laser fibrée émettant à 915 nm. Les deux faces de chaque fibre sont clivées avec un angle de 8° pour éviter tout effet laser parasite.

Enfin, le signal de sortie du laser est envoyé dans un cristal de LBO de 12 mm afin de réaliser une source verte par doublage de fréquence.

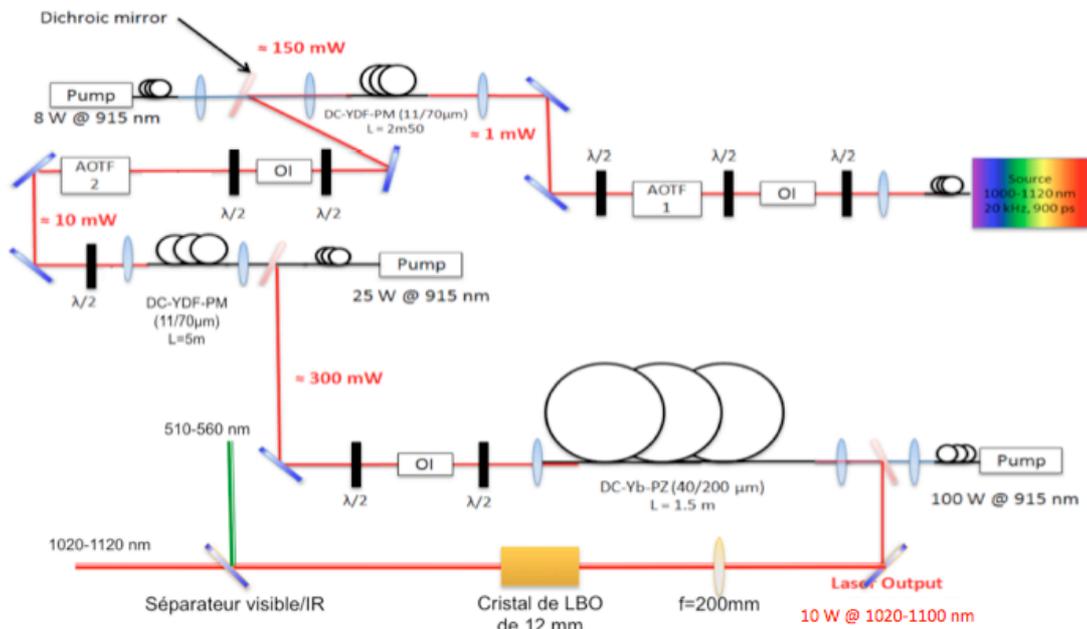


Fig. 1. Représentation schématique de notre laser accordable.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous obtenons une source accordable de 1020 nm à 1120 nm avec une puissance extraite de 10 W entre 1020 nm et 1100 nm puis de 500 mW à 1120 nm dû à la forte dépendance du gain en fonction de la longueur d'onde [1] à une fréquence de 20k Hz correspondant à une énergie de 0,5 mJ et une puissance crête supérieur à 500 kW. La largeur spectrale sur toute la bande d'émission est de 600 pm rendant cette source adaptée à des applications en optique non-linéaire. Le contraste entre l'émission désirée et l'ASE est supérieur à 25 dB pour une puissance de 10 W pour les différentes longueurs d'onde accessibles (cf figure 2). Par génération de seconde harmonique, on atteint toute la gamme du vert allant de 510 nm à 560 nm avec une efficacité de doublage de l'ordre de 35%.

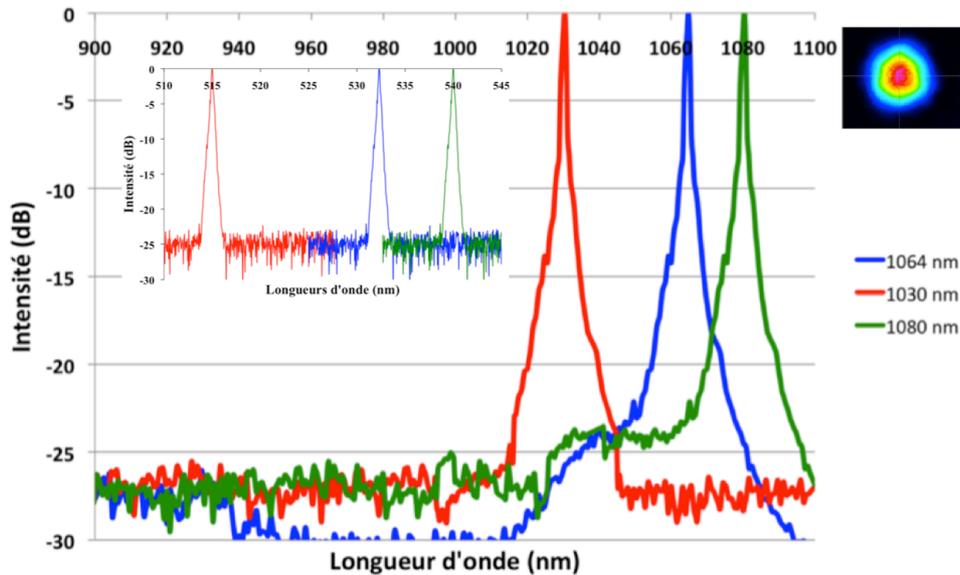


Fig. 2. Spectres mesurés expérimentalement. Insert : image du mode de sortie en champ lointain

CONCLUSION

Nous avons démontré la réalisation d'une source accordable pouvant être entièrement intégrée sur la bande spectrale d'émission de l'ytterbium (1020-1120nm). Notre système délivre une énergie de 0,5mJ par impulsions pour 550 kW de puissance crête et est particulièrement bien adapté à la conversion de fréquence générant 200μJ dans le visible correspondant à des rendements supérieurs à 35%.

RÉFÉRENCES

- [1] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, D. C. Hanna, "Ytterbium-Doped Fiber Amplifiers," IEEE J. of Quantum Electron. **33**, 1049-1056 (1997).
- [2] S. Grot, et al, "High power Yb³⁺-doped double clad fibre amplification at 1127 nm: 977 against 920 nm pumping comparison", Electronics Letters, 16, vol. 39 No 21.
- [3] Sylvain Bordais, et al , "Double-Clad 10-W Yb³⁺-Doped Fiber Master Oscillator Power Fiber Amplifier for He³⁺ Optical Pumping", Applied Optics, 43, 10, 2168-2174

Résonance de mode guidé couplé par réseau métallique sub-longueur d'onde pour des applications de filtrage passe-bande

Emilie Sakat^{a,b}, Grégory Vincent^a, Petru Ghenuche^b, Stéphane Collin^b, Fabrice Pardo^b, Jean-Luc Pelouard^b et Riad Haïdar^a

^aONERA - The French Aerospace Lab, Chemin de la Humière, F-91760 Palaiseau, France;

^bCNRS-LPN, Route de Nozay, F-91460 Marcoussis France
gregory.vincent@onera.fr

Abrégé : Nous présentons un concept de filtre passe-bande basé sur le principe de résonance de modes guidés. La structure consiste en un réseau métallique sub-longueur d'onde déposé sur une membrane diélectrique. Elle peut être utilisée pour la réalisation de filtres polarisants (réseau de fentes parallèles – cas 1D) ou non-polarisants (réseau de fentes perpendiculaires – cas 2D). Une démonstration expérimentale dans l'infrarouge est présentée, avec un réseau d'or et une couche en nitrure de silicium. Le composant 1D présente une transmission de 78% sous incidence normale et polarisation TM. Le composant 2D est insensible à la polarisation et présente une tolérance angulaire accrue.

1. Introduction

Les filtres spectraux basés sur le principe de « résonance de modes guidés » [1, 2, 3] ont suscité un grand intérêt au cours des vingt dernières années. En effet ces structures se sont révélées intéressantes en termes de symétrie de pic, de taux de réjection et de bande-passante. Ces structures, souvent formées exclusivement de diélectriques, comportent un ou plusieurs guides d'onde associés à un ou plusieurs réseaux, dont le rôle est de coupler la lumière incidente avec les modes guidés. Les structures les plus simples (un réseau associé à un guide d'onde) permettent la réalisation de filtres « coupe-bande ». Des filtres « passe-bande » ont également été réalisés avec des structures plus complexes (multicouches) [4].

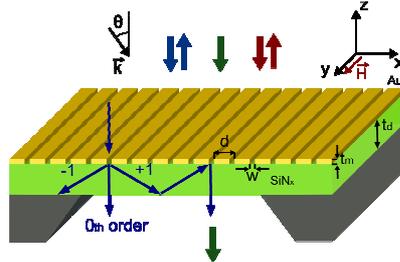


Figure 1 : Principe de résonance des filtres passe-bande basés sur une membrane en diélectrique sur laquelle un réseau métallique de fentes fines a été déposé.

Nous proposons ici une structure d'architecture simplifiée pour du filtrage spectral « passe-bande ». Elle consiste en une unique membrane diélectrique sur laquelle est déposé un réseau *métallique* sub-longueur d'onde composé de fentes très fines. L'utilisation d'un réseau métallique hautement réfléchissant permet, à la résonance, de piéger efficacement l'onde incidente dans le guide d'onde. Nous décrivons ici, un travail expérimental concernant la fabrication et la caractérisation optique de composants dits 1D (réseau de fentes parallèles) ou 2D (réseau de fentes perpendiculaires).

2. Conception du composant

La structure a été conçue pour agir comme un filtre passe-bande dans la bande II de l'infrarouge (longueur d'onde comprise entre 3 et 5 μm). La période du réseau est fixée de façon à ce qu'à la longueur d'onde de résonance λ_{res} , les ordres diffractés ± 1 soient piégés dans la couche mince en diélectrique par réflexion totale interne ($d < \lambda_{\text{res}} < n_{\text{diel}} \cdot d$ sous incidence normale) d'un côté et par une forte réflexion sous le réseau métallique (les fentes du réseau étant très fines) de l'autre côté. L'épaisseur du métal et la largeur des fentes sont fixées de façon à ce que la structure soit polarisante. En effet les fentes peuvent être vues comme un guide d'onde métallique plan, conçu pour autoriser l'existence d'un seul mode propagatif polarisé TM (champ magnétique H parallèle aux fentes). Tous les autres modes sont évanescents et sont fortement atténués dans le guide d'onde formé par les fentes. C'est cette particularité qui rend la structure polarisante lorsque celle-ci est conçue en 1D. Enfin, l'épaisseur du diélectrique est fixée de façon à n'avoir qu'un seul pic de transmission sous incidence normale.

3. Fabrication de différentes structures

Nous avons conçu et fabriqué différents composants avec du nitrure de silicium (SiN_x) et de l'or. Les paramètres opto-géométriques de ces structures ont été optimisés à l'aide de la méthode modale B-Spline (BMM) [5]. Le procédé de fabrication utilisé s'inspire des travaux de Vincent et al. [6]. Deux composants ont ainsi été fabriqués : un composant 1D et un composant 2D. Les paramètres géométriques suivants ont été choisis : $d=2110$ nm, $w=215$ nm, $t_m=70$ nm et $t_d=540$ nm (cf. notations de la figure 1). Des photos vues de dessus prises au microscope électronique à balayage sont présentées sur la figure 2.

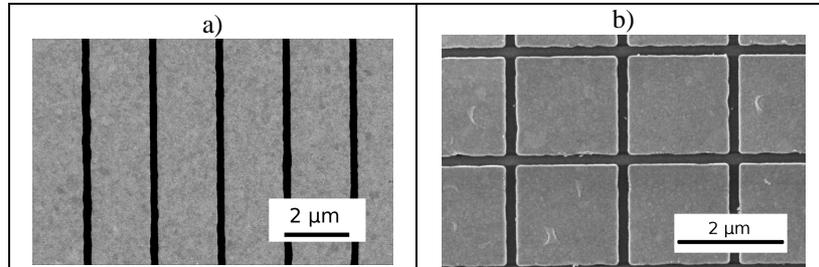


Figure 2 : Photos prises au microscope électronique à balayage des différentes structures fabriquées, en vue de dessus. a) Réseau 1D ; b) Réseau 2D constitué de carré d'or

4. Caractérisation des différentes structures

Le composant 1D présenté à la figure 2a a été caractérisé optiquement. Le pic obtenu expérimentalement atteint 78% de transmission sous incidence normale et polarisation TM ; le taux d'ouverture (rapport entre la taille des fentes et la période du réseau) étant d'environ 10%, nous avons mesuré une transmission 8 fois plus importante que ce que les seules considérations géométriques laissaient prévoir. De plus, la structure est bien polarisante : en polarisation TE (champ électrique parallèle aux fentes), la transmission obtenue est proche de zéro.

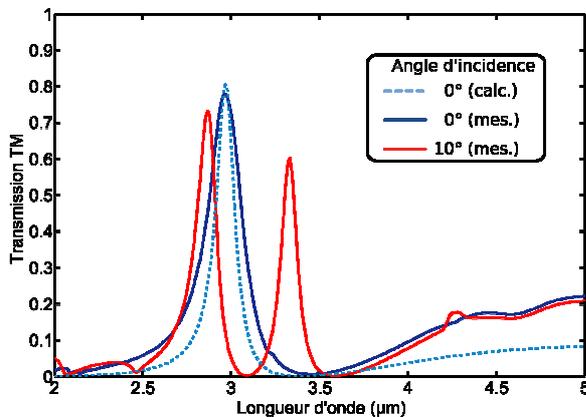
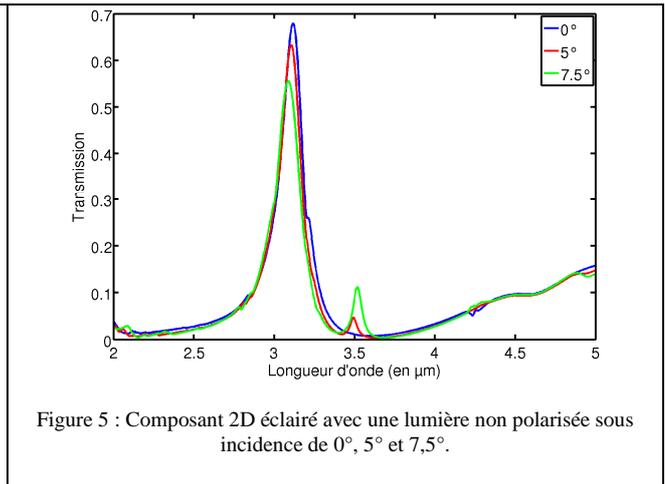
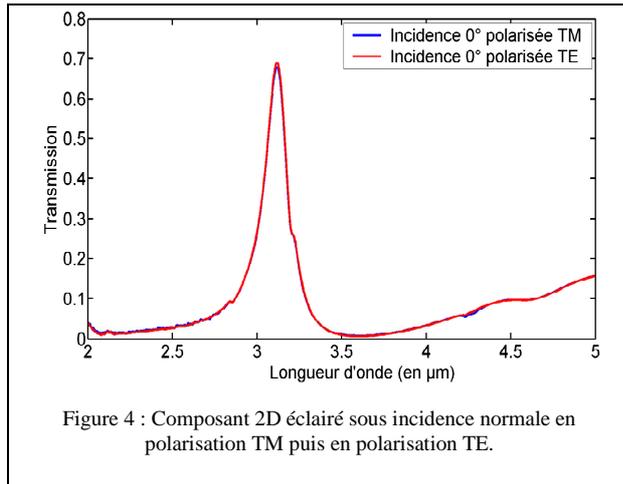


Figure 3 : Caractérisation du composant 1D. Lignes continues : Spectres de transmission mesurés en polarisation TM et sous incidence angulaire de 0° et 10° . En pointillé : Spectre de transmission calculé en polarisation TM et sous incidence normale.

Par ailleurs, les calculs menés avec BMM ont permis d'évaluer les différences entre le spectre de la structure idéale et celui de la structure fabriquée : la figure 3 montre que les spectres mesurés et calculés sont en accord qualitatif sous incidence normale (courbes bleues). Les différences subsistant entre calculs et mesures sont certainement dues aux imperfections de fabrication (rugosité des surfaces), à une absorption plus importante que celle simulée et à une collimation imparfaite du faisceau incident sur la structure. Une caractérisation angulaire a également été menée et a montré l'apparition d'un deuxième pic de transmission lorsque l'angle d'incidence augmente. L'intensité de ce deuxième pic reste inférieure à 10% jusqu'à 2° .

La caractérisation du composant 2D constituée de plot d'or carrés (figure 2b) montre une insensibilité à la polarisation sous incidence normale. En effet, que ce composant soit éclairé en TM ou en TE, le même spectre de transmission est obtenu (figure 4). La figure 5 montre le comportement du composant lorsque celui-ci est éclairé avec une lumière non polarisée : lorsque l'angle d'incidence augmente, le pic principal se décale légèrement vers les basses longueurs d'onde et voit son intensité diminuer. Par ailleurs, un second pic de transmission apparaît. Mais ce deuxième pic ne dépasse les 10% d'intensité qu'à partir d'une incidence de 7.5° . Le composant 2D se révèle donc plus tolérant angulairement que le composant 1D. L'intensité du pic principal sous incidence normale est en revanche uniquement de 68%. Mais selon nous, cette différence d'intensité entre les cas 1D et 2D peut être attribuée à un procédé de fabrication utilisé légèrement différent dans les deux cas.



5. Conclusion

Cette étude expérimentale montre la possibilité de réaliser des filtres passe-bande à l'aide d'une membrane diélectrique sur laquelle un réseau métallique sub-longueur d'onde a été déposé. Cette structure peut être polarisante ou non, suivant qu'elle est fabriquée en 1D ou en 2D. Le composant 2D s'est révélé plus tolérant angulairement que la structure 1D. Un travail de compréhension plus approfondi des mécanismes de résonance à partir du diagramme de dispersion de la structure (transmission représentée en fonction du vecteur d'onde k_x et du nombre d'onde σ) est actuellement en cours. Les pics de transmission obtenus étant ajustables en fonction des paramètres opto-géométriques de la structure, il est également prévu d'utiliser ce type de filtre pour faire de l'imagerie multispectrale en temps réel [7].

Bibliographie :

- [1] S.S Wang *et al.*, *Guided-mode resonances in planar dielectric-layer diffraction gratings*, J. Opt. Soc. Am. A 7, 1470 (1990)
- [2] R. Magnusson *et al.*, *New principle for optical filters*, Appl. Phys. Lett. 61, 1022 (1992)
- [3] A. L Fehrembach *et al.*, *Phenomenological theory of filtering by resonant dielectric gratings*, J. Opt. Soc. Am. A : Optics, Image Science, and Vision 19, 1136 (2002)
- [4] R. Magnusson *et al.*, *Transmission bandpass guided-mode resonance filters*, Appl. Opt. 34, 8106 (1995)
- [5] P. Bouchon *et al.*, *Fast modal method for subwavelength gratings based on B-spline formulation*, J. Opt. Soc. Am. A 27, 696 (2010)
- [6] G. Vincent *et al.*, *Large-area dielectric and metallic freestanding gratings for midinfrared optical filtering applications*, J. Vac. Sci. Technol. B 26, 1852 (2008)
- [7] R. Haïdar *et al.*, *Free-standing subwavelength metallic gratings for snapshot multispectral imaging*, App. Phys. Lett. B 96, 221104 (2010)

IMPACT DE L'AMPLIFICATION OPTIQUE SUR LES PERFORMANCES D'UNE LIAISON OPTIQUE DM-DD DU RESEAU METROPOLITAIN

**Max Fréjus Sanya¹, Christelle Aupetit-Berthelemot¹, Thomas Anfray¹, Thierno Barry¹,
Bouchra Ftaich-Frigui¹, Léopold Djogbé², Antoine Vianou²**

¹*XLIM Dpt. C²S² UMR-CNRS 6172, Université de Limoges, 16 Rue Atlantis, 87068 Limoges, France*

²*LETIA, Dpt. GIT / EPAC, Université d'Abomey-Calavi, 01BP 2009, Bénin*

max-frejus.sanya@xlim.fr

RÉSUMÉ

Le but de cette étude est d'évaluer l'impact de l'emplacement de l'amplification optique sur les performances d'un système de communication optique. Nous présentons pour une étude menée sur une liaison optique à modulation directe à 2,5Gb/s, les résultats de simulation système (VPI Transmission Maker[®]) permettant de comparer les performances obtenues pour une configuration de pré-amplification, post-amplification et d'amplification en ligne.

MOTS-CLEFS : *Amplification optique ; configuration pré-amp, post-amp, en ligne*

1. INTRODUCTION

Aujourd'hui, le réseau métropolitain optique, interface entre le réseau cœur et le réseau d'accès, doit permettre de transmettre des débits au minimum de 2,5 Gbit/s sur des distances dépassant 100km. Pour assurer un budget optique suffisant pour des distances typiques du réseau métró, il est maintenant souvent nécessaire d'amplifier le signal. Pour ce faire, plusieurs technologies sont disponibles [1]. On distingue : les AOS (Amplificateurs Optiques à Semi-conducteurs) [2], les EDFA (amplificateurs optiques à fibre dopée) [3] et les amplificateurs Raman et Brillouin [4]. D'une manière générale, l'amplification optique peut être effectuée en trois points d'une liaison optique (Figure 1). Dans ce papier, nous proposons d'évaluer la contribution de l'emplacement de l'amplificateur optique sur les performances d'une liaison optique.

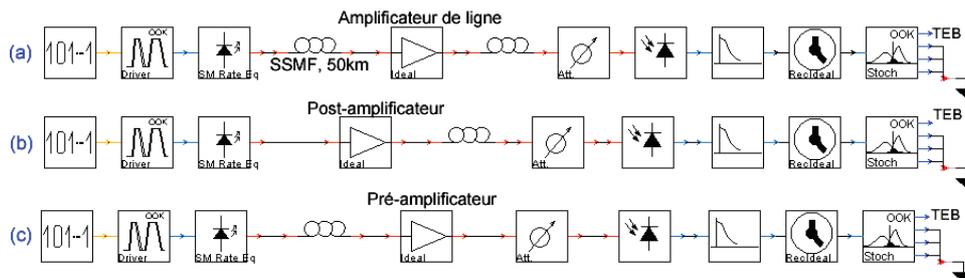


Figure 1 : Liaison optique simulée avec : (a) : amplificateur de ligne ; (b) : configuration Post-amplificateur ; (c) : Préamplificateur.

2. PRESENTATION DES LIAISONS SIMULEES

La première liaison simulée est celle d'une modulation directe-détection directe (DM-DD) à 2,5Gb/s comme indiquée sur la Figure 2. Le bloc PRBS (Pseudo Random Binary Sequence) et le codeur NRZ (Non Return to Zero) génèrent des données pseudo aléatoire OOK au débit de 2,5Gb/s. Le Laser DFB (Distributed FeedBack) délivre une puissance de sortie 5,74dBm et la fibre SSMF (Standard Single Mode Fiber) est de longueur variable. Le module de réception est composé d'une photodiode PIN, d'un filtre de Bessel, d'un module de récupération d'horloge et d'un calculateur de TEB (Taux d'Erreur Binaire). La performance de référence dans les simulations est un TEB=10⁻⁹. Dans le cas de l'amplification en ligne, la longueur de fibre en amont de l'amplificateur est fixée à 50km et la longueur en aval, est variable. Une comparaison des trois liaisons amplificatrices sera

faite pour déterminer la meilleure configuration pour la performance visée $TEB = 10^{-9}$. Pour chaque cas, l'amplificateur utilisé est de type EDFA, il présente un gain de 20dB, une puissance de saturation de 15dBm avec prise en compte du bruit généré.

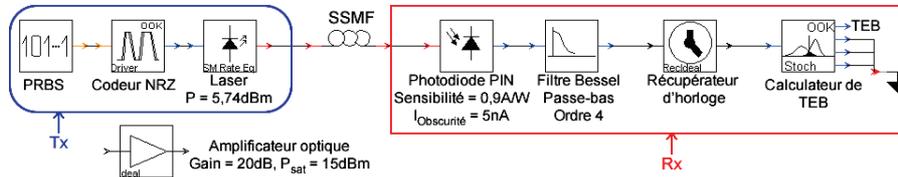


Figure 2 : Schéma de la liaison optique à modulation directe simulée.

3. RESULTATS DE SIMULATIONS

Pour analyser les différentes configurations simulées, nous présentons dans un premier temps les performances en fonction de la distance parcourue sans amplification (Figure 3-a), puis les résultats obtenus pour les trois configurations proposées (Fig. 3-b-c-d). Les résultats sont présentés pour différentes distances de transmission (Figure 3).

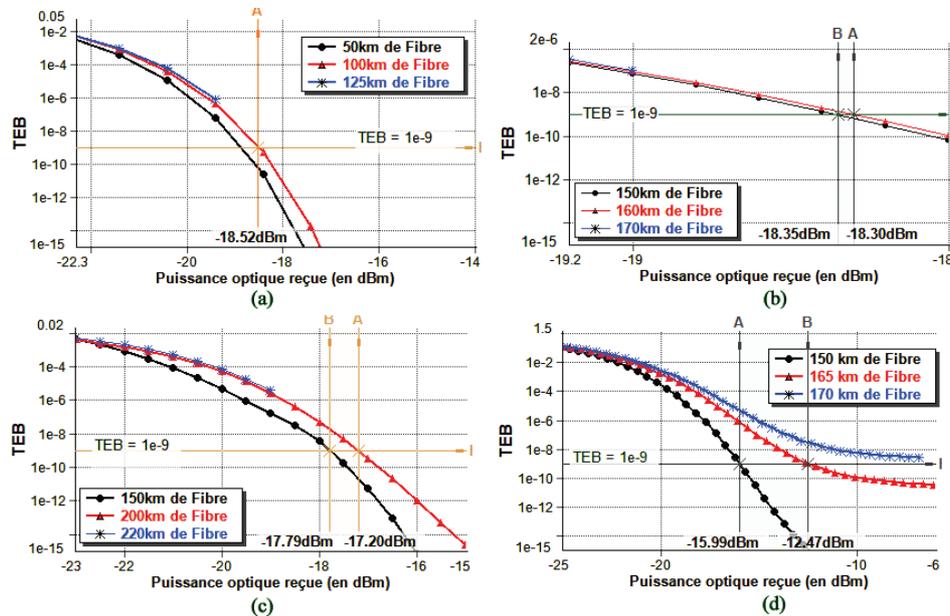


Figure 3 : (a) TEB en fonction de la puissance reçue pour différentes distances de fibre (a) sans amplificateur – (b) en configuration post-amplificateur - (c) en configuration amplificateur en ligne - (d) en configuration pré-amplificateur.

4. DISCUSSION

Le tableau 1 résume les distances atteintes et les puissances reçues par la photodiode selon la configuration simulée pour un $TEB = 10^{-9}$. On observe que la configuration amplification en ligne est celle qui permet d'atteindre les plus grandes distances. En effet, c'est la configuration pour laquelle les effets non linéaires, la PMD (dispersion modale de polarisation) et l'impact de la dispersion sont les plus minimisés. Dans le cas de la post-amplification, la puissance en entrée de fibre est de 15dBm, ce qui génère plus d'effets non-linéaires et en conséquence plus de bruit au niveau de la réception. Pour le cas de la pré-amplification, les effets de l'affaiblissement, de la dispersion et de la génération de bruit au sein de la fibre deviennent importants et se retrouvent amplifiés en entrée du récepteur. On peut noter que pour la configuration amplification en ligne, on double la distance par rapport à une liaison non amplifiée tout en maintenant le même budget optique (puissance sortie du laser-entrée de la PIN).

Tableau 1 : Résultats selon la configuration simulée, distance atteinte, puissance reçue par la photodiode et Budget Optique.

Configuration	Distance parcourue (km)	Puissance reçue (dBm)	Budget optique (dB)
Sans amplification	100	-18,52	24,26
Post-Amplification	162	-18,30	24,04
Pré-Amplification	169	-12,47	18,21
Amplification en ligne	210	-17,20	22,94

La figure 4 présente les performances (TEB) en fonction de la distance parcourue pour les trois configurations. Ces résultats confortent ce qui a été montré auparavant. On y remarque que pour des TEB de 10^{-3} (performance requise si utilisation de codes-correcteurs d'erreurs FEC), 10^{-9} et 10^{-12} (performances requises pour les télécommunications optiques sans FEC) les configurations les meilleures en termes de distances parcourues sont l'amplification en ligne, la pré-amplification puis la post-amplification respectivement. On peut en déduire que les effets non linéaires et la PMD sont très pénalisants pour les liaisons longues distances, d'où l'intérêt d'utiliser des modulations autres que le NRZ en particulier pour combattre la PMD [5].

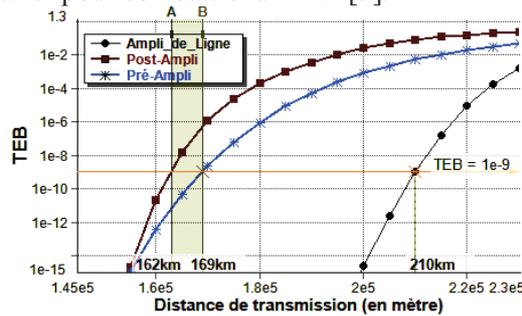


Figure 4 : Comparaison du TEB en fonction de la distance de transmission pour les trois configurations d'amplification optique étudiées.

CONCLUSION

Nous avons montré dans cette étude qu'une configuration d'amplification en ligne pour les transmissions au-delà de 100 km est la meilleure en termes de budget optique et de distance parcourue. En effet, outre les explications données auparavant, il s'avère que les amplificateurs ne fournissent pas le même gain en fonction de la configuration choisie car la puissance de saturation ne sera jamais dépassée quel que soit la puissance d'entrée de l'ampli. On pourra utiliser une pré- ou une post-amplification pour des configurations particulières et des distances inférieures à 160 km, car leur mise en œuvre dans les modules d'émission et de réception (i.e. dans les baies) est plus simple.

RÉFÉRENCES

[1] www.cnam.fr/elau/publi/hincelin/images/9.Perfomances.pdf.
 [2] B. Cabon, *et al.*, Optoélectronique Hyperfréquence Composants, Traité Electronique, E 3 330, 1999.
 [3] E. Desurvire, Erbium-Doped Fiber Amplifiers, volume I and II. Wiley, 1994, 2002.
 [4] M. N. Islam, Raman amplifiers for telecommunications. IEEE J. on Selected Topics in Quantum Electronics, 8(3) : 548–559, 2002.
 [5] Bhandare, *et al.*, D., "Optical Coherent Receiver With a Switchable Electrical Dispersion Compensator for 10 Gb/s DPSK Transmission up to 300 km of SSMF in Metro Optical Networks", JLT, vol28, issue 1, 2010.

GENERATION EFFICACE DE SECOND HARMONIQUE CONTINU EN GUIDE D'ONDES ALGAS/ALOX

**Marc Savanier¹, Aristide Lemaître², Christophe Manquest¹, Alessio Andronico¹, Ivan Favero¹,
Sara Ducci¹, et Giuseppe Leo¹**

¹ *Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, CNRS-UMR 7162, Université Paris Diderot,
75205 Paris Cedex 13 (France)*

² *Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS-UPR 20, Route de Nozay, 91460
Marcoussis (France)*

giuseppe.leo@univ-paris-diderot.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une expérience de GSH continue dans des guides d'ondes AlGaAs/AlOx, avec une pompe à 1.55 μm et une efficacité de 2.8% /W.

MOTS-CLEFS : *Optique non linéaire guidée ; Conversion de fréquence ; AlGaAs/AlOx.*

1. INTRODUCTION

Les semiconducteurs à gap direct pourraient jouer un rôle essentiel dans les dispositifs photoniques non linéaires à venir, permettant d'intégrer sur la même puce un convertisseur de fréquence ainsi que la source de pompe associée. Cet intérêt est particulièrement vif concernant l'arséniure de gallium (GaAs) qui possède à la fois une non linéarité quadratique remarquable ($d_{36} \approx 100$ pm/V), une fenêtre de transparence étendue (de 0.9 à 17 μm), et bénéficie d'une technologie bien établie.

Trois techniques d'accord de phase (AP) sont traditionnellement utilisées dans les guides d'ondes AlGaAs: l'accord de phase modal (APM) entre modes de différent ordre, [1] le quasi-accord de phase (QAP), [2] et l'accord de phase par biréfringence de forme (APBF). [3] Récemment, une version efficace de l'APM entre modes fondamentaux a été démontrée dans des guides d'ondes à réflexion de Bragg (GRBs), [4] ce qui a relancé l'intérêt pour la conversion paramétrique descendante de 775nm vers 1.55 μm en guide d'ondes AlGaAs.

Dans cet article nous rendons compte de la génération continue de second harmonique (GSH), obtenue par APBF de type I dans des guides d'ondes AlGaAs/AlOx, avec le doublement de fréquence d'une pompe à 1.55 μm .

2. CONCEPTION & FABRICATION DU DISPOSITIF

Dans nos guides, nous compensons la dispersion entre le mode à la fréquence fondamentale (FF) et celui à la seconde harmonique (SH) en induisant une biréfringence artificielle grâce à une modulation sub-longueur d'onde de l'indice de réfraction selon la direction verticale, obtenue en alternant des couches d'AlGaAs à fort indice avec des couches d'oxyde d'aluminium (AlOx) à faible indice. La croissance a été effectuée par épitaxie par jets moléculaires (EJM) ; elle consiste en un substrat GaAs semi-isolant orienté (001) / 1 μm Al_{0.8}Ga_{0.2}As / 4 x (37.5nm Al_{0.98}Ga_{0.02}As / 166nm Al_{0.8}Ga_{0.2}As) / 8 x (37.5nm Al_{0.98}Ga_{0.02}As / 166nm Al_{0.25}Ga_{0.75}As) / 4 x (37.5nm Al_{0.98}Ga_{0.02}As / 166nm Al_{0.8}Ga_{0.2}As) / 30nm GaAs (couche protectrice).

Les distributions verticales des modes en interaction, TE₀₀ à la FF et TM₀₀ à la SH, sont représentées en Fig. 1a, ainsi que le profil d'indice de réfraction.

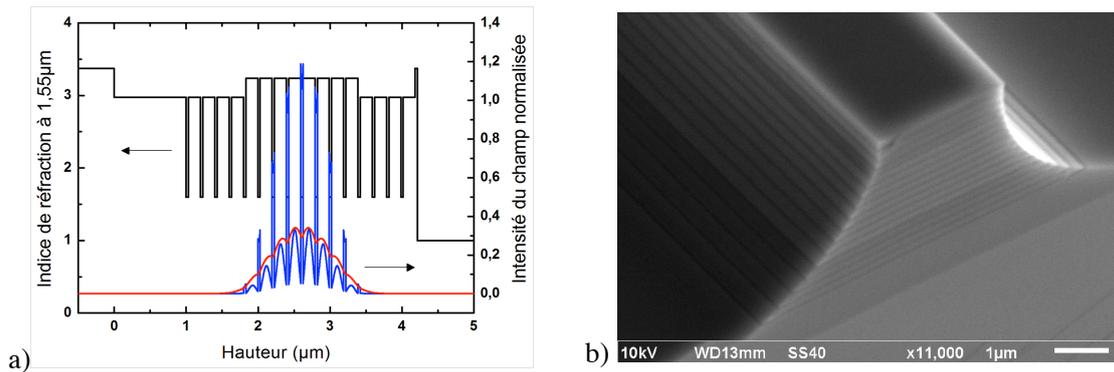


Fig. 1 : a) Profil d'indice (courbe noire), Modes fondamentaux accordés en phase, polarisé TE à la FF (courbe rouge) et polarisé TM à la SH (courbe bleue) représentés selon la direction de croissance. b) Image MEB d'une facette d'un guide d'ondes de largeur $\sim 3\mu\text{m}$ et de profondeur $\sim 3.7\mu\text{m}$.

Le confinement latéral est obtenu par gravure humide de rubans de largeur $\sim 3\text{-}4\ \mu\text{m}$ et de profondeur $\sim 3.7\ \mu\text{m}$ selon l'axe cristallin (011), afin d'exploiter le plus grand d_{eff} non-nul et un plan naturel de clivage. Sur la Fig. 1b nous montrons la facette d'un tel guide d'ondes, après l'oxydation en atmosphère humide à 420°C pendant 35 min.

3. RESULTATS & DISCUSSION

Les pertes optiques du mode fondamental TE, obtenues à $1.55\ \mu\text{m}$ grâce à la technique des franges Fabry-Pérot avec un laser à diode à cavité étendue (LDCE) monomode, ont été mesurées à $1.1\ \text{cm}^{-1}$ (et $0.3\ \text{cm}^{-1}$ avant oxydation). Des pertes de $8\ \text{cm}^{-1}$ pour le mode fondamental TM à $1\ \mu\text{m}$ ont été déduites de mesures de transmission à l'aide d'un laser Ti:Saphir continu.

Pour les mesures de GSH, nous avons utilisé le même LDCE amplifié par un amplificateur à fibre dopée à l'Erbium puis couplé dans un guide d'ondes de $500\ \mu\text{m}$ de long, avec une polarisation TE. Le signal de SH est collecté en aval de la facette de sortie, puis focalisé sur une photodiode Silicium après suppression de la pompe à la FF à l'aide d'un polariseur TM. La puissance interne de SH en fin de guide est aisément déduite en considérant la réflectivité totale à la facette, calculée par FDTD, et la transmission de l'objectif.

En balayant la longueur d'onde de la FF à puissance constante, nous avons obtenu le spectre de SH représenté en Fig. 2a ; la modulation observée provient des franges Fabry-Pérot résultant des

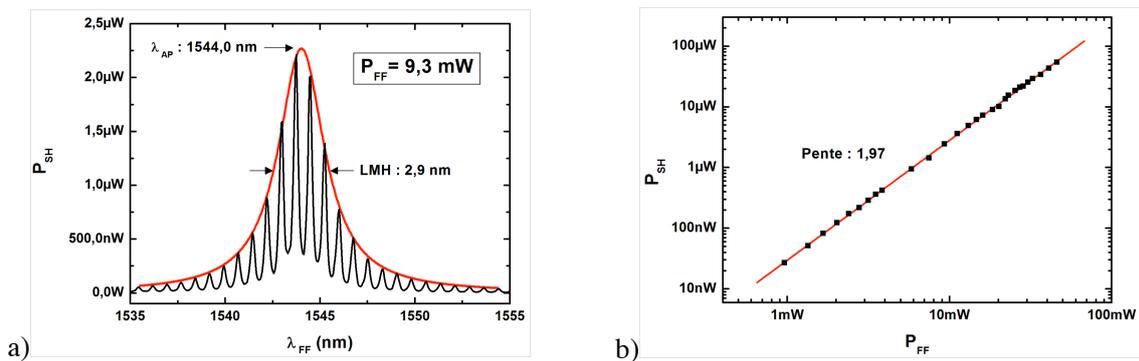


Fig. 2 : a) Puissance de SH expérimentale en fonction de la longueur d'onde de pompe. Le signal de la photodiode (courbe noire) est ajusté avec une enveloppe lorentzienne (courbe rouge). b) Représentation log-log de P_{SH} en fonction de P_{FF} , la régression linéaire atteste du comportement quadratique de la GSH.

interférences des signaux à la FF et SH dans le guide. La condition d'AP est vérifiée à 1544.0 nm au lieu de 1550 nm. Cet écart est cohérent avec la précision de 2.5 % du réacteur EJM sur l'épaisseur des couches, et avec l'effet de confinement latéral sur la longueur d'onde d'AP (simulée dans un cas 1D). L'enveloppe d'un tel spectre est une lorentzienne de largeur à mi-hauteur 2.9 nm, à partir de laquelle nous pouvons estimer les pertes optiques à la SH à $\alpha_{SH} = 140 \text{ cm}^{-1}$. Bien que cette valeur est meilleure que les 470 cm^{-1} reportés dans Réf. [5], ces pertes, clairement reliées au processus d'oxydation, sont encore un verrou technologique pour la stratégie d'APBF. Leur comportement avec la longueur d'onde est trop marqué pour pouvoir être entièrement expliqué à l'aide d'un modèle de diffusion de type Rayleigh ; nous les attribuons pour l'instant à des anti-sites As formés durant l'oxydation au sein des couches d'AlGaAs de part et d'autre des couches oxydées. [6] De tels défauts pourraient introduire des niveaux donneurs à la moitié de la bande interdite de l'AlGaAs et donc entraîner de l'absorption.

L'évolution de la puissance de SH avec la puissance à la FF est montrée en Fig. 2b en échelle log-log, avec une pente de 1.97 et une efficacité de conversion de $2.8 \% \text{ W}^{-1}$. L'absence de déviation sous-linéaire jusqu'à la puissance de SH de $60 \mu\text{W}$ est une indication de la robustesse du dispositif. Cette puissance maximale est le double de la valeur reportée en Réf. [4] pour une GSH pulsée de type I dans des GRBs, et est comparable à celle obtenue avec une interaction de type II.

CONCLUSION

Nous avons démontré la GSH continue de $1.55 \mu\text{m}$ vers $0.775 \mu\text{m}$ dans des guides d'ondes AlGaAs partiellement oxydés, avec une efficacité de conversion normalisée de $1120 \% \text{ W}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Bien que leur performance soit limitée par les pertes optiques à la SH, que nous envisageons de réduire par hydrogénation, [7] les valeurs d'efficacité rapportées sont fortement encourageantes pour la réalisation d'une source télécom quantique basée sur la fluorescence paramétrique.

RÉFÉRENCES

- [1] K. Moutzouris, S. Rao, M. Ebrahimzadeh, A. De Rossi, M. Calligaro, V. Ortiz and V. Berger, "Second-harmonic generation through optimized modal phase matching in semiconductor waveguides", *Appl. Phys. Lett.* **83**, 620-622 (2003).
- [2] X. Yu, L. Scaccabarozzi, J. S. Harris Jr, P. Kuo and M. M. Fejer, "Efficient continuous wave second harmonic generation pumped at $1.55 \mu\text{m}$ in quasi-phase-matched AlGaAs waveguides", *Opt. Exp.*, **13**, 10742-10748 (2005).
- [3] A. De Rossi, V. Berger, M. Calligaro, G. Leo, V. Ortiz and X. Marcadet, "Parametric fluorescence in oxidized aluminium gallium arsenide waveguides", *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3758-3760 (2001).
- [4] P. Abolghasem, J. Han, B.J. Bijlani, A. Arjmand and A. S. Helmy, "Highly efficient second-harmonic generation in monolithic matching layer enhanced $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Bragg reflection waveguides", *IEEE Phot. Technol. Lett.* **21**, 1462-1464 (2009).
- [5] A. Fiore, S. Janz, L. Delobel, P. van der Meer, P. Bravetti, V. Berger, E. Rosencher and J. Nagle, "Second-harmonic generation at $\lambda=1.6 \mu\text{m}$ in AlGaAs/ Al_2O_3 waveguides using birefringence phase-matching", *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2942-2944 (1998).
- [6] S. Shi, E. Hu, J.-P. Zhang, Y.-I. Chang, P. Parikh and U. Mishra, "Photoluminescence study of hydrogenated aluminum oxide-semiconductor interface", *Appl. Phys. Lett.* **70**, 1293-1295 (1997).
- [7] Y.-L. Chang, W. Widdra, S. Yi, J. Merz, W. H. Weinberg and E. Hu, "Study of surface stoichiometry and luminescence efficiency of near-surface quantum wells treated by hydrogen ions and atomic hydrogen", *J. Vac. Sci. Technol. B* **12**, 2605-2609 (1994).

Fibres GaGeSbS(Se) dopés Dy³⁺ (Pr³⁺) pour capteur CO₂ à 4.3µm

F. Starecki¹, F. Charpentier², C. Poinso¹, J. L. Doualan¹, P. Camy¹,

J. Troles², B. Bureau², L. Quétel³, K. Michel⁴, V. Nazabal²

¹Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP), UMR 6252 CEA-CNRS-ENSICAen, Université de Caen, 14050 Caen, France, jean-louis.doualan@ensicaen.fr

²Equipe Verres & Céramiques – Sciences chimiques de Rennes, UMR 6226 Université de Rennes 1-CNRS, 35042 Rennes, France

³IDIL Fibers Opt, 22300 Lannion, France,

⁴Bur Rech Geol & Minieres, F-45060 Orleans, France

jean-louis.doualan@ensicaen.fr

RESUME:

Les verres GaGeSbS(Se) dopés Dy³⁺ et Pr³⁺ étant des émetteurs très efficaces dans le moyen infrarouge. Un capteur pour la mesure de la concentration de gaz CO₂ a été réalisé en utilisant l'émission à 4.35µm d'une fibre dopée GaGeSbS Dy³⁺.

MOTS-CLEFS : fibre chalcogénure; terre rare ; spectroscopie; capteur CO₂

1. INTRODUCTION

L'augmentation de la concentration des gaz à effet de serre dans l'atmosphère terrestre est reconnue comme étant une des causes principales du changement climatique. La séquestration géologique du CO₂ est une solution envisagée pour réduire les émissions de gaz à effet de serre dans l'atmosphère. Pour que le stockage géologique du CO₂ soit une solution cohérente, il doit répondre à des exigences de sûreté et de surveillance qui ne peuvent être contournées. Dans ce contexte, la surveillance et le monitoring du stockage du CO₂ nécessite le développement de capteurs adaptés. Ils doivent permettre une analyse in-situ (à distance et à plus ou moins grande profondeur), en temps réel et directe pour une surveillance en continue des fuites potentielles. Différentes techniques sont utilisées pour détecter le gaz CO₂. L'une d'elle est basée sur l'absorption optique des modes de vibration des molécules de CO₂ dans l'IR moyen qui offre une bande d'absorption autour de 4.35µm. Jusqu'à présent dans les capteurs commerciaux l'IR moyen est généré par des corps noir qui ont un faible rendement et une faible brillance avec une forte dépendance avec la température. Une voie originale est de remplacer ces sources par des matériaux luminescents à base de terre rare. Les matériaux dopés terres rares trivalentes sont couramment utilisés pour les applications de phosphores luminescents dans l'éclairage ou la visualisation. Ces ions convertissent la lumière UV ou la lumière bleue en lumière visible. Ce type de conversion de longueur d'onde peut être adapté dans la gamme IR moyen pour le développement des sources à haute brillance incohérente et large bande. Offrant ainsi une source intermédiaire entre le corps noir très large bande et faible brillance et la source laser très brillante mais à largeur d'émission très étroite. Ainsi par exemple, l'émission du Dy³⁺ ou du Pr³⁺ dans des matrices de verres chalcogénures[1] recouvre la double bande d'absorption du CO₂ à 4,3µm. Dans ces verres, il est possible d'incorporer les terres rares jusqu'à 10000 ppm sans toutefois modifier radicalement le caractère amorphe du matériau. De plus, la nature désordonnée de la structure vitreuse donne des bandes d'absorption et d'émission larges et peu structurées. En outre, ces verres peuvent être produits sous la forme de guide d'ondes ou de fibres conventionnelles ou microstructurées permettant à la lumière d'être guidée ce qui améliore considérablement la luminosité de la source[2] [3]. Un confinement approprié de la lumière est possible dans les verres de chalcogénures grâce à leur indice de réfraction élevé (2,2/2,4 pour les sulfures et 2,5/2,7 pour les sélénures à 1,55 µm). La présente étude rapporte la spectroscopie des ions Dy³⁺ et Pr³⁺ dans des verres sulfures et sélénures ainsi que les premiers résultats sur la détection de CO₂ en utilisant la fluorescence à 4.3µm de fibres de chalcogénures dopés Dy³⁺.

2. FABRICATION

Les verres de sulfures et sélénures Ga₅Ge₂₀Sb₁₀S(Se)₆₅ dopés de 500 à 3000 ppm en Dy³⁺ ou Pr³⁺ ont été synthétisés par la technique classique de fusion suivie d'une trempe. Le soufre et le

sélénium sont évaporés à 350 ° C et 550 ° C pour la purification. Après scellement, le tube est chauffé lentement à 950 ° C. La température est ensuite abaissée à 850 ° C puis reste 5 heures à cette température afin de réduire la pression de vapeur dans le tube. À 750 ° C, le bain fondu subit une trempe à l'eau, ce qui garantit un refroidissement suffisamment rapide pour empêcher les phénomènes de cristallisation. Ils sont ensuite recuits à une température légèrement inférieure à leur température de transition vitreuse pendant plusieurs heures (260 ° C pour les verres sélénieux et 295 ° C pour les sulfures) afin de réduire les contraintes mécaniques dues à la trempe. Les fibres de 300 à 400µm sont obtenues par étirage de préforme de 12 mm de diamètre et 100 mm de longueur [3].

3. SPECTROSCOPIE

Les spectres d'absorption ont été réalisés sur des verres massifs. Pour les verres GaGeSbS(Se) Dy³⁺ [2] (fig1) ne sont représentés que les bandes d'absorption dans le proche infrarouge à 0,92, 1,1, 1,3 et 1,7µm, elles correspondent aux transitions d'absorption de l'état fondamental ⁶H_{15/2} vers les niveaux ⁶H_{5/2}, (⁶H_{7/2}-⁶F_{9/2}), (⁶H_{9/2}-⁶F_{11/2}), ⁶H_{11/2}, respectivement. Ces différentes transitions sont utilisables pour le pompage optique de l'ion Dy³⁺. L'émission moyen IR à 4.35µm, utilisable pour la détection de CO₂, provient de la transition entre les niveaux ⁶H_{11/2} et ⁶H_{13/2} (fig2). Cette bande d'émission à une largeur à mi-hauteur de 300 nm, elle recouvre la bande d'absorption de CO₂. Nous constatons que même avec un dispositif de purge avec de l'azote gazeux quelques traces de gaz CO₂ sont encore observées entre 4.25 et 4.3µm. Plusieurs raies d'absorption pourraient être utilisées pour pomper l'ion Dy³⁺ ion, mais celle se situant à 920 nm (σ abs ~ 1,10 10⁻²⁰ cm²) semble être le meilleur choix car des diodes laser commerciales et efficaces existent à cette longueur d'onde. Pour les expériences de détection du CO₂, le choix s'est donc porté sur des fibres GaGeSbS, plutôt que des fibres GaGeSbSe dont la bande d'absorption à 920 nm se situe dans le pied de l'absorption fondamentale du verre. Dans ce dernier cas, une partie de la puissance de pompe chauffe le matériau et entraîne un endommagement. La durée de vie de fluorescence des niveaux a été mesurée sous excitation laser pulsé avec des échantillons faiblement dopés (500 ppm) pour éviter la réabsorption ou le transfert d'énergie, phénomènes qui pourraient induire des erreurs dans la mesure de la durée de vie. Dans le verre GaGeSbS :Dy³⁺, le niveau ⁶H_{13/2} a une durée de vie de 5,9 ms et le niveau ⁶H_{11/2} présente une durée de vie de 1.25ms avec un rendement de 59% ; la désexcitation est partiellement non radiative. L'énergie des phonons (350 cm⁻¹) de la matrice implique une désexcitation non radiative des niveaux supérieurs vers le niveau ⁶H_{11/2}, de sorte que le pompage optique sur le niveau ⁶H_{5/2} abouti au peuplement du niveau luminescent ⁶H_{11/2} (voir Fig.1).

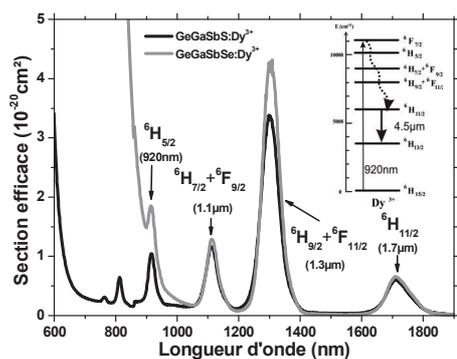


Fig. 1 : Absorption de GaGeSbS(Se) dopé Dy³⁺, diagramme d'énergie du Dy³⁺.

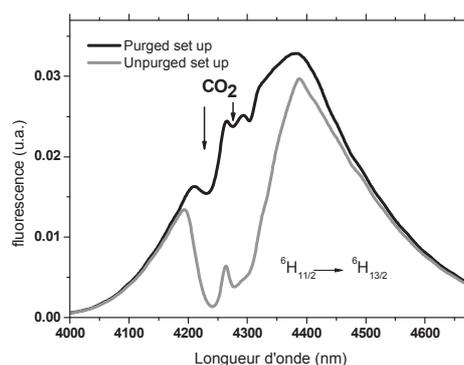


Fig. 2 : Fluorescence de GaGeSbS dope Dy³⁺.

L'ion Pr³⁺ offre également des transitions utilisables pour le moyen IR[4]. La mesure de l'absorption montre trois bandes à 1, 1,5 et 2µm correspondant aux transitions d'absorption de l'état fondamental ³H₄ vers les niveaux ¹G₄, (³F₄, ³F₃) et (³H₆, ³F₂), respectivement. Pour les mesures de luminescence, le pompage optique se fait sur le niveau ³F₂ autour de 2µm, niveau le plus proche des niveaux émetteurs. L'excitation est réalisée avec un laser YAG: Tm³⁺ développé au laboratoire. L'émission observée dans l'infrarouge moyen est très large allant de 3,5 à 5,5µm (fig.3). Le spectre de luminescence est composé de l'émission des deux transitions de ³H₆ vers ³H₅ et de ³H₅ vers ³H₄ respectivement. Le rapport entre ces deux transitions dépend de la matrice et de la réabsorption de la

transition 3H_5 à 3H_4 . Les spectres montrent également une absorption résiduelle due au CO_2 et à des impuretés présentes dans le verre. Des impuretés moléculaires comme SH^- dans $GaGeSbS$ et SeH^- dans $GaGeSbSe$ donnent des bandes d'absorption à $4.0 \mu m$ et $4.6 \mu m$ respectivement.

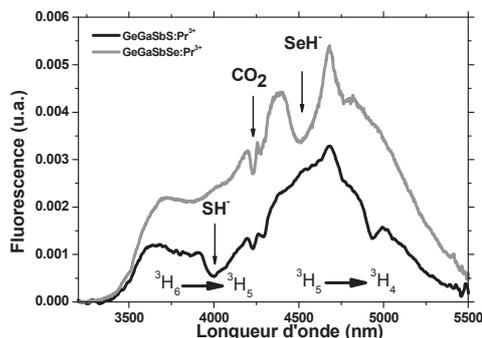


Fig. 3 : Fluorescence de $GaGeSbS(Se)$ dopé Pr^{3+}

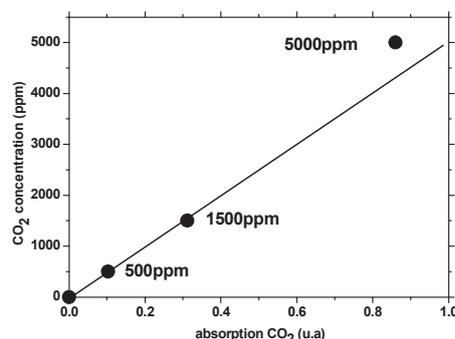


Fig. 4 : Calibration du capteur

4. DETECTION DU CO_2

La détection optique du CO_2 a été réalisée en mesurant l'absorption de l'émission à $4.3 \mu m$ de l'ion Dy^{3+} . Cette première expérience montre le potentiel de cette technique pour détecter efficacement les émissions de CO_2 . Une diode laser centrée à $920 nm$ a été utilisée pour exciter une fibre $GaGeSbS:Dy^{3+}$ de $10 cm$ de long. La lumière émise à l'extrémité de fibre est focalisée sur un détecteur pyroélectrique couplé à un filtre interférentiel développé spécifiquement pour la détection de gaz [5]. Une tension électrique appliquée à ce filtre interférentiel permet de sélectionner la longueur d'onde de transmission du filtre. Pour cette étude les deux longueurs d'onde choisies sont $4,25 \mu m$ centrée sur la bande d'absorption du CO_2 , et d'autre part $4,5 \mu m$ en dehors de l'absorption du CO_2 (Fig.2). Par une mesure différentielle, il est possible de remonter à la concentration de CO_2 dans la cellule. L'intérêt de cette mesure différentielle est de s'affranchir des fluctuations et des dérives de l'intensité lumineuse émise par la source. Entre la sortie de fibre et le détecteur, la lumière parcourt une distance de $4 cm$ dans le gaz. L'étalonnage du capteur est ensuite réalisé en faisant circuler du CO_2 gazeux mélangé à de l'argon en différentes proportions dont la teneur est parfaitement déterminé. Les points obtenus pour chaque concentration, permettent de calibrer le capteur (fig. 4).

CONCLUSION

La spectroscopie de $GaGeSbS(Se)$ dopé par les ions Dy^{3+} ou Pr^{3+} a été étudiée en se concentrant sur les émissions dans le domaine $4,3 \mu m$. Nous avons montré que la luminescence de l'ion Dy^{3+} à $4,35 \mu m$ peut être utilisée pour mesurer la concentration du gaz CO_2 dans une cellule. Cette technique de détection pourrait être appliquée à d'autres gaz grâce à la très large bande d'émission ($3,5-5.5 \mu m$) de l'ion Pr^{3+} dans des fibres $GaGeSbSe$.

REFERENCE

- [1] L.B. Shaw, B. Cole, P.A. Thielen, J.S. Sanghera, I.D. Aggarwal, "Mid-wave IR and long-wave IR laser potential of rare-earth doped chalcogenide glass fiber", IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS **37**, 1127-1137 (2001)
- [2] Nazabal, V., et al., *Dysprosium doped amorphous chalcogenide films prepared by pulsed laser deposition*. Optical Materials, 2006. **29**(2-3): p. 273-278.
- [3] V. Moizan, V. Nazabal, J. Troles, P. Houizot, J.L. Adam, J.L. Doualan, R. Moncorgé, F. Smektala, G. Gadret, S. Pitois and G. Canat, "Er³⁺-doped GeGaSbS glasses for mid-IR fibre laser application: Synthesis and rare earth spectroscopy", Optical Materials **31**, 39-46 (2008)
- [4] P. Sourková, B. Frumarova, M. Frumar, P. Nemeč, M. Kincl, V. Nazabal, V. Moizan, J.-L. Doualan and R. Moncorgé, "Spectroscopy of infrared transitions of Pr^{3+} ions in Ga-Ge-Sb-Se glasses", Journal of Luminescence **129**, 1148-1153 (2009)
- [5] M. Blomberg, A. Torkkeli, A. Lehto, C. Helenelund, M. Viitasalo, "Electrically tuneable micromachined Fabry-Perot interferometer in gas analysis", PHYSICA SCRIPTA **T69**, 119-121 (1997)

Premiers pas vers la réalisation de fils quantiques sur LiNbO_3

Oleksandr Stepanenko¹, Emmanuel Quillier¹, Hervé Tronche¹, Pascal Baldi¹, Pierre Aschiéri¹, Sarah Benchabane² and Marc De Micheli¹

¹ LPMC, Université de Nice Sophia Antipolis, Parc Valrose 06108 Nice Cedex2, FRANCE

² FEMTO ST, Université de Franche-Comté, 32 Avenue de l'Observatoire, 25044 Besançon Cedex, FRANCE
marc.de-micheli@unice.fr

Résumé: En utilisant une nouvelle forme d'échange protonique nous avons réalisés des fils quantiques sur des wafers de 3'' de niobate de lithium coupe X. Ils présentent des modes fortement confinés et aucune réduction de leurs propriétés non linéaires. Les déformations cristallines n'induisent que très peu de couplage entre les polarisations ce qui permet d'avoir un bon guidage dans le visible et le proche IR.

1. Introduction

L'intérêt des fils quantiques sur LiNbO_3 a déjà été exposé plusieurs fois. Pour les réaliser, plusieurs techniques ont été utilisées comme les dépôts LASER [1], l'épitaxie en phase liquide [2], la pulvérisation cathodique [3], ou la découpe assistée par implantation ionique (Ion Slicing) [4]. Si l'on s'en tient à la qualité des guides produits, cette dernière technique donne les meilleurs résultats [5]. Cependant, elle fait appel à des procédés très sophistiqués et très coûteux et il sera difficile de réduire encore les pertes à la propagation.

Si l'objectif principal est d'améliorer les efficacités électro-optiques (EO) et non linéaires (NL) des composants, on peut espérer de très bons résultats (gain d'un ordre de grandeur sur les efficacités) en utilisant un nouveau type d'échange protonique qui nous a permis d'obtenir sur des wafers coupe X de 3'', des modes très confinés (1,5x1,5 μm), aucune dégradation des propriétés non linéaires et une influence négligeable des contraintes associés aux déformations de la maille cristalline sur le couplage entre les polarisations.

Ces guides devraient donc permettre de réaliser d'excellents composants EO et NL. De plus, ils sont particulièrement bien adaptés au couplage avec les cristaux photoniques que l'on sait réaliser aujourd'hui sur LiNbO_3 [6], ce qui ouvre la voie à la réalisation d'une toute nouvelle famille de composants.

2. Fabrication des guides

Les premières publications concernant l'échange protonique datent du début des années 80 [7]. A l'époque, ce procédé a suscité un vif intérêt, car il permettait d'obtenir une forte augmentation de l'indice du LiNbO_3 ($\Delta n = 0,1$) et donc des guides présentant un fort confinement du mode optique. Très rapidement, il apparut que, dans ces conditions, ce processus induisait également une forte réduction des propriétés EO et NL du cristal. Tous les composants efficaces qui ont été réalisés depuis sur LiNbO_3 en utilisant l'échange protonique pour fabriquer les guides, ont donc fait appel à des variantes de ce processus connues sous le nom d'APE pour « Annealed Proton Exchange [8] » ou de SPE pour « Soft Proton Exchange [9] ». Ces variantes permettent de limiter le taux d'échange et donc les dégradations des coefficients EO et NL, mais obligent à se contenter d'une variation d'indice de l'ordre de 0,03, et donc de modes faiblement confinés.

En 2000, sont apparues des publications faisant état de guides d'ondes présentant simultanément un fort confinement et des propriétés EO et NL non dégradées. Ils sont obtenus par la technique de l'échange protonique en phase vapeur Vapor Phase Exchange process (VPE) [10]. Malheureusement cette technique s'est avérée très difficile à contrôler, et n'a donné lieu à aucun composant.

En utilisant une autre variante de l'échange protonique que nous avons baptisée HISoPE pour High Index Soft Proton Exchange, nous avons pu obtenir de manière raisonnablement reproductible des guides présentant simultanément un profil à saut d'indice de forte amplitude ($\Delta n = 0,1$), et des propriétés EO et NL préservées.

3. Mesure du coefficient électro-optique

Pour mesurer l'influence du processus HISoPE sur les propriétés NL du LiNbO_3 , nous avons mesuré l'intensité du signal de second harmonique obtenu en réflexion sur l'extrémité polie d'un guide plan. Le dispositif expérimental [11] est décrit en détail dans la figure 1.

Le faisceau issu d'un laser fs à fibre dopée Er, de polarisation rectiligne contrôlée, est focalisé avec un objectif d'ouverture numérique 0,65 sur la face d'entrée polie d'un guide plan profond. L'impulsion a une durée de 90 fs, le taux de répétition est de 60 MHz et la puissance moyenne est au maximum égale à 150 mW.

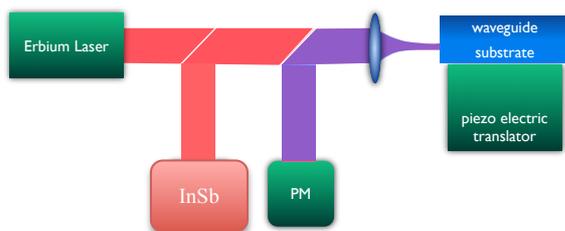


Fig 1 : Dispositif expérimental de mesure des coefficients non linéaires

Le guide est placé sur une cale piézoélectrique de course suffisamment longue pour permettre de scanner une partie du substrat et toute la partie modifiée par l'échange. Après réflexion, les faisceaux fondamental (ω) et harmonique (2ω) dont l'intensité est proportionnelle au carré du coefficient non linéaire $\chi^{(2)}$ sont collimatés par le même objectif puis séparés par

un miroir dichroïque pour être envoyés respectivement sur un détecteur InSb refroidi à l'Azote et un tube Photo Multiplicateur. Si nécessaire, un

monochromateur et/ou un polariseur peuvent être placés devant le PM pour avoir accès au spectre d'émission et à la polarisation du signal harmonique.

Le signal IR réfléchi est utilisé pour situer la position de l'interface air/guide, et la puissance harmonique permet de comparer la non linéarité du guide d'onde avec celle présente dans le substrat qui est prise comme référence.

Pour le guide HISoPE de $6\mu\text{m}$ de profondeur que nous avons testé, nous n'avons observé aucune variation du signal de deuxième harmonique, mis à part un pic à l'interface air/guide qui n'est toujours pas clairement expliqué (Fig. 2).

La figure 2, qui reproduit les courbes obtenues pour un signal harmonique de même polarisation que le fondamental incident, donne une information relative au coefficient d_{33} . Une courbe similaire est obtenue lorsqu'on observe le signal harmonique dans la polarisation croisée pour avoir l'information concernant le coefficient d_{31} . De plus, en imageant le fondamental réfléchi sur une caméra, nous n'avons pas observé de dégradation de la qualité du faisceau dans la région du guide d'onde. Ces résultats indiquent clairement que ce processus de fabrication des guides d'onde ne dégrade pas les propriétés non linéaires du cristal.

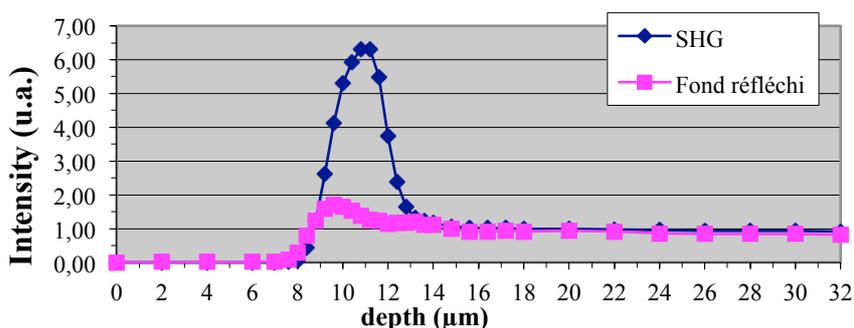


Fig. 2 Intensités des faisceaux fondamental et harmonique réfléchis. Le pic de SHG observé à l'interface air/guide n'est pas clairement expliqué, mais nous ne l'attribuons pas à une augmentation de la non linéarité.

4. Fabrication et caractérisation des fils quantiques.

Les fils quantiques ont été réalisés en utilisant un processus de lithographie UV standard pour réaliser des guides canaux de largeur 1, 1,5 et $2\mu\text{m}$. Nous avons pu vérifier que ces guides supportaient des modes TE dans le visible ($632,8\text{ nm}$) comme dans le proche IR ($1,55\mu\text{m}$). Comme ces guides sont réalisés sur un substrat coupe X, ils sont susceptibles de présenter un fort couplage entre les polarisations du aux contraintes induites par les déformations de la maille cristalline au cours du processus de fabrication des guides. En effet, dans la zone échangée, via l'effet élasto-optique et la combinaison des effets piezoélectrique et électro-optiques, les contraintes induisent des termes non diagonaux dans le tenseur d'indice qui sont responsable de ce couplage entre les polarisations [12].

Les études faites dans le visible montrent que ce phénomène est observable dans les guides HISoPE que nous avons réalisés, mais qu'il est de très faible importance. Les études préliminaires que nous avons faites à cette longueur d'one montrent que les guides de $2\mu\text{m}$ de large présentent un profil d'indice très semblable à celui des guides plans réalisés dans des conditions analogues (profil à saut d'indice d'amplitude $\partial n_e=0,1$ et profondeur de $1,5\mu\text{m}$) et que les pertes à la propagation sont de l'ordre du dB/cm.

Les caractérisations à $1,5\mu\text{m}$, longueur d'onde à laquelle ces guides présentent les caractéristiques des fils quantiques (diamètre du mode égal à la longueur d'onde) sont en cours et seront présentées à la conférence.

Remerciements : Les auteurs tiennent à remercier l'ANR pour le financement obtenu dans le cadre du contrat ANR-09-NANO-004-01 phoXcry.

-
- ¹ Xinchang Wang, Zhizhen Ye, Guibin Wu, Liangliang Cao, and Binghui Zhao, "Growth of textured LiNbO₃ thin film on Si (111) substrate by pulsed laser deposition" *Materials Letters*, **59**, Pages 2994-2997 (2005), doi:10.1016/j.matlet.2005.05.002
- ² D. Callejo, S. Manotas, M. D. Serrano, V. Bermúdez, F. Agulló-Rueda and E. Diéguez « Compositional study of LiNbO₃ thin films grown by liquid phase epitaxy » *Journal of Crystal Growth* **226**, 488-492, (2001), doi:10.1016/S0022-0248(01)01405-1
- ³ V. Bornand, I. Huet and Ph. Papet, "LiNbO₃ thin films deposited on Si substrates: a morphological development study", *Materials Letters* **59**, 2994-2997, (2005), doi:10.1016/j.matlet.2005.05.002
- ⁴ Gorazd Poberaj, Manuel Koechlin, Frederik Sulser, Andrea Guarino, Jaroslav Hajfler and Peter Günter, "Ion-sliced lithium niobate thin films for active photonic devices", *Optical Materials* **31**, 1054-1058, (2009)
- ⁵ H. Hu, R. Ricken, and W. Sohler, "Lithium niobate photonic wires," *Opt. Express* **17**, 24261-24268 (2009)
<http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=oe-17-26-24261>
- ⁶ M. Roussey, M.-P. Bernal, N. Courjal, D. Van Labeke, F. I. Baida, and R. Salut, "Electro-optic effect exaltation on lithium niobate photonic crystals due to slow photons", *Appl. Phys. Lett.* **89**, 241110 (2006); doi:10.1063/1.2402946
- ⁷ J.L. Jackel, C.E. Rice and J.J. Veselka, « Proton Exchange for high Δn waveguides in LiNbO₃ » *Appl. Phys. Lett.* **41**, 607-609 (1982)
- ⁸ P. G. Suchoski, T. K. Findakly, and F. J. Leonberger, « Stable low-loss proton-exchanged LiNbO₃ waveguide devices with no electro-optic degradation » *OPTICS LETTERS* **13**, 1050-1052 (1988)
- ⁹ De Micheli M., Ostrowsky D.B., Barety J.P., Canali C., Carnera A., Mazzi G. et Papuchon M., «Crystalline and Optical quality of Proton Exchanged waveguides», *J. Light. Tech.* **4** (7), p. 743 (1986)
- ¹⁰ J. Rams, F. Agullo-, J.M. Cabrera, « High-index proton exchanged waveguides in Z-cut LiNbO₃ with undegraded nonlinear optical coefficients» *Appl. Phys. Lett* **70**, 2076-2078, (1997)
- ¹¹ H. Ahlfeldt, « Nonlinear optical properties of proton-exchanged waveguides in Z-cut LiTaO₃ », *J. Appl. Phys.* **76**, 3255 (1994).
- ¹² G. Tartarini, P. Bassi, S. Chen, M.P. De Micheli, D.B. Ostrowsky, "Calculation of hybrid modes in uniaxial planar optical waveguides: application to proton exchanged lithium niobate waveguides" *Opt. Comm.* **101** (5,6), p. 424-431, 1993

SUPPRESSION DE L'EFFET BRILLOUIN DANS UNE FIBRE OPTIQUE MICROSTRUCTURÉE PÉRIODIQUE

Birgit Stiller¹, Min Won Lee¹, Michaël Delqué¹, Géraud Bouwmans², Alexandre Kudlinski², Jean-Charles Beugnot¹, Hervé Maillotte¹ et Thibaut Sylvestre¹

¹ *Institut FEMTO-ST, UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, route de Gray, F-25030 Besançon, France*

² *Université Lille 1, IRCICA, Laboratoire PhLAM, 59655 Villeneuve d'Ascq, France*

birgit.stiller@femto-st.fr

RÉSUMÉ

Nous démontrons la suppression passive de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique microstructurée en faisant varier périodiquement le diamètre du coeur de la microstructure. Nous obtenons une augmentation de 7 dB du seuil de puissance Brillouin avec une variation de seulement 7 % de la taille du coeur sur une période de 30 m.

MOTS-CLEFS : *Diffusion Brillouin, fibre optique microstructurée*

1. INTRODUCTION

Afin de répondre à l'augmentation significative des puissances optiques dans les systèmes de télécommunications par fibre optique et dans les lasers à fibre, d'importants efforts de recherche ont été consentis au cours de ces dernières années. Les études portent notamment sur des nouvelles techniques de suppression directe et passive de l'effet Brillouin stimulé qui limite fortement les puissances optiques véhiculées dans les fibres optiques. Afin d'augmenter le seuil de puissance Brillouin, plusieurs techniques ont déjà été proposées et validées telle que la variation de la fréquence Brillouin le long de la fibre optique par des contraintes ou des variations de température [1]. Par ailleurs, les fibres optiques microstructurées (FOM) ont des propriétés acoustiques particulièrement intéressantes pour supprimer ou exalter l'effet Brillouin en piégeant des modes acoustiques guidés dans la microstructure air-silice [2]. A cet égard, Poletti et al. [3] ont récemment proposé de supprimer l'effet Brillouin en appliquant des variations longitudinales sur la microstructure des FOMs.

Dans ce travail, nous démontrons une augmentation de 7 dB du seuil de puissance Brillouin dans une FOM en faisant varier périodiquement le diamètre de coeur de seulement 7 %. Nous présentons une caractérisation complète et détaillée de cette FOM ainsi qu'une mesure distribuée de sa fréquence Brillouin à l'aide d'une nouvelle technique de cartographie à haute résolution. Le seuil Brillouin mesuré est ensuite comparé au seuil calculé théoriquement pour une fibre homogène et la variation périodique de l'indice effectif du mode fondamental de la fibre est estimé par des simulations numériques basés sur l'image de microscopie électronique à balayage (MEB) de la fibre.

2. PROPRIÉTÉS DE LA FIBRE OPTIQUE MICROSTRUCTURÉE

Le diamètre externe de la fibre optique "anti-Brillouin" en fonction de la longueur est représenté sur la Fig. 1(a). Il suit une évolution sinusoïdale sur 320 m avec une période de 30 m et une amplitude de modulation de 7 % crête à crête dans un intervalle compris entre 125 et 116 μm . La figure 1(c) montre l'image MEB de la section transverse de la fibre pour le diamètre de 125 μm . Le diamètre de coeur est de 6.4 μm et les trous d'air des deux premières couronnes mesurent $d=1.8 \mu\text{m}$. Les trous d'air deviennent plus petits pour les couronnes supérieures à cause des déformations subies durant le procédé d'étirage. L'écart entre les trous Λ de 4.1 μm est quasi identique sur toute la structure. Les procédés d'étirage ont été réglés pour que les variations du diamètre externe modifie uniquement l'écart entre les trous Λ tout en conservant le rapport d/Λ constant. Le coefficient d'atténuation de la fibre a été mesurée à 7.7 dB/km à 1.55 μm . Nous avons également calculé la dispersion à partir d'une simulation numérique basée sur

l'image MEB et la longueur d'onde de dispersion nulle varie dans un intervalle relativement faible ; de 1.07 μm à 1.095 μm . Le coefficient de dispersion de vitesse de groupe à 1.55 μm varie de 48.5 à 53 ps/nm/km.

3. EXPÉRIENCES

Afin d'évaluer le seuil de puissance Brillouin de notre fibre oscillante, nous avons mesuré les puissances transmises et réfléchies en fonction de la puissance incidente. Les résultats de ces mesures sont tracés sur la figure Fig. 1(d). Pour des raisons pratiques, le seuil critique Brillouin est défini au point où la puissance rétrodiffusée est égale à 1% de celle injectée dans la fibre. A l'aide d'un ajustement polynomial, nous avons estimé un seuil à 26.5 dBm. Ensuite, nous avons mesuré le spectre Brillouin par une technique hétérodyne avec une largeur à mi-hauteur de 54 MHz (FWHM) en dessous du seuil (cf. Fig. 1(b)). Ce résultat indique un élargissement assez conséquent du spectre Brillouin par rapport aux fibres standards (~ 27 MHz). Cette caractéristique est liée à la microstructure air-silice qui permet un plus grand nombre de modes acoustiques guidés dans le coeur des FOMs [5]. Le seuil de puissance Brillouin théorique correspondant à une fibre de même diamètre de coeur mais sans oscillation et homogène peut être estimé par la formule suivante [4] : $P_{\text{cr}} = \frac{C \cdot K \cdot A_{\text{eff}}}{g_B \cdot L_{\text{eff}}}$ où A_{eff} est l'aire effective du mode, L_{eff} la longueur effective de la fibre, C une constante, $K=3/2$ le facteur de polarisation et g_B le gain Brillouin, qui peut être déterminé à partir de la largeur à mi-hauteur du spectre par la formule en bas de page.¹ En tenant compte de l'atténuation et la valeur de 1%, la constante C vaut 14.3 en utilisant la formule $C = \psi(1 + \frac{3/2 \cdot \ln(\psi)}{\psi - 3/2})$ où ψ dépend des paramètres de la fibre et de sa fréquence Brillouin [4]. Avec $L_{\text{eff}} = 244.2$ m, $A_{\text{eff}} = 22.63$ μm^2 et $g_B = 2.40 \cdot 10^{-11}$ mW^{-1} la valeur théorique du seuil est de 19.1 dBm, soit 7 dB inférieur à la valeur mesurée, ce qui est assez prometteur pour de prochaines fibres avec une variation plus importante de la microstructure ou une période plus petite.

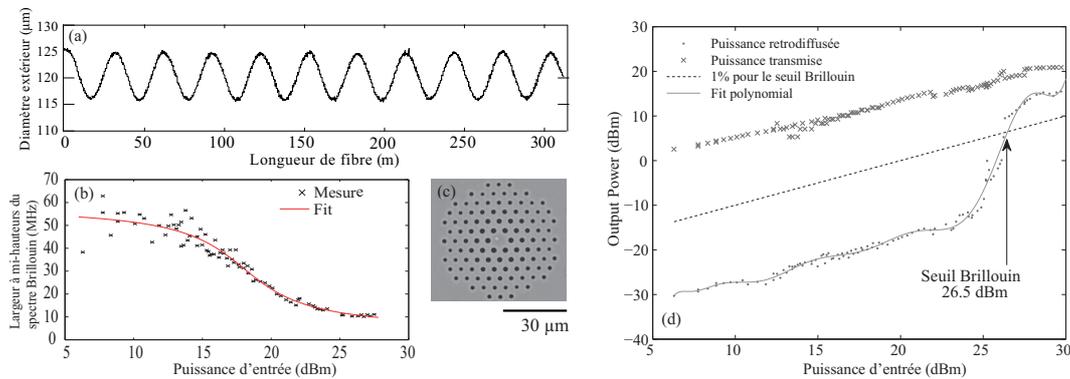


FIGURE 1 : (a) Diamètre externe de la fibre optique microstructurée périodique, (b) largeur à mi-hauteur du spectre Brillouin, largeur à mi-hauteur en dessous du seuil de 54 MHz, (c) Image MEB de la section transverse de la fibre pour 125 μm , (d) Mesure du seuil Brillouin à 26.5 dBm

Plusieurs causes contribuent en fait à l'augmentation importante du seuil de puissance de diffusion Brillouin : la variation périodique de la microstructure, l'élargissement du spectre induit par la microstructure, et enfin les inhomogénéités de la fibre. Pour mieux comprendre ces différentes causes, nous avons effectué une mesure distribuée de la fréquence Brillouin par la technique basée sur les échos Brillouin qui permet d'atteindre une résolution spatiale centimétrique. Le montage expérimental est présenté dans la référence [6]. En bref, cette technique utilise une impulsion de phase sur la pompe pour cartographier la fréquence Brillouin de la fibre à l'aide d'une sonde contra-propagative. La figure 2(a) montre les résultats de ces mesures distribuées pour une résolution en fréquence de 1 MHz et spatiale de 30 cm. On peut voir clairement la variation sinusoïdale du gain Brillouin le long de la fibre. En faisant un ajustement par

1. $g_B = \frac{2\pi n^7 p_{12}^2}{c \lambda_p^2 \rho_0 v_A \Delta v_B}$

une fonction lorentzienne du gain, on peut extraire la variation de la fréquence Brillouin. La figure 2(b) montre un bon accord avec la variation du diamètre externe de la fibre (Fig. 1(a)), mise à part la première période d'oscillation. Comme la fréquence Brillouin dépend de l'indice effectif de réfraction telle que $\nu_B = \frac{2n_{\text{eff}}V_L}{\lambda_p}$, on peut ainsi estimer la variation de n_{eff} par des simulations numériques du mode optique en faisant varier la taille de la microstructure [5]. On obtient alors une variation de l'indice effectif de 0.0013. Cette valeur est en bon accord avec les mesures distribuées qui montrent une variation de 1.4337 à 1.4353.

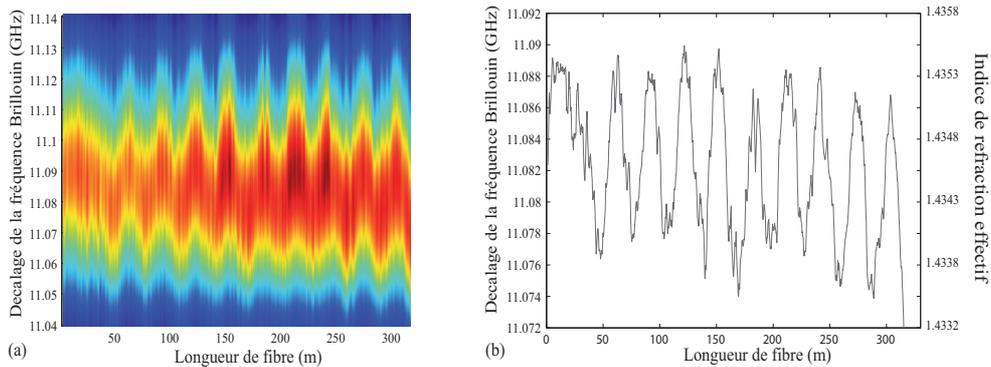


FIGURE 2 : Mesures distribuées du gain Brillouin en fonction de la distance de propagation dans la fibre optique microstructurée périodique par la méthode des échos Brillouin. (a) cartographie en fausse couleur (b) fréquence Brillouin, la fréquence moyenne est de 11.0882 GHz et estimation des variations induites de l'indice effectif. Les fluctuations à courte échelle ($\sim 1\text{m}$) sont dues aux inhomogénéités de la fibre.

4. CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons présenté une fibre optique microstructurée avec un diamètre oscillant qui permet de supprimer efficacement la diffusion Brillouin stimulée. Nous avons obtenu un accroissement de 7 dB du seuil Brillouin en comparaison avec la théorie standard pour une fibre homogène. La variation sinusoidale de la fréquence Brillouin a été mise en évidence par une mesure distribuée à haute résolution. Une telle fibre peut trouver des applications dans les systèmes fibrés pour lesquels la rétrodiffusion Brillouin est un obstacle. Des effets intéressants en optique non linéaire peuvent également observés dans cette fibre présentant une longueur d'onde de dispersion nulle variant périodiquement. Ce travail est financé par le programme européen de coopération internationale INTERREG-IVA.

RÉFÉRENCES

- [1] J. Hansryd, F. Dross, M. Westlund P. A. Andrekson and S. N. Knudsen, "Increase of the SBS threshold in a short highly nonlinear fiber by applying a temperature distribution," *Journal of Lightwave Technology* **19**(11) pp. 1691–1697 (2001).
- [2] J. Spring and B. Ward, "Brillouin gain suppression in photonic crystal fibers with random acoustically microstructured cores," *Opt. Lett.* **35**(1) pp. 31–33 (2010).
- [3] F. Poletti, K. Furusawa, Z. Yusoff, N. G. Broderick, and D. J. Richardson, "Nonlinear tapered holey fibers with high stimulated Brillouin scattering threshold and controlled dispersion," *J. Opt. Soc. Am. B* **24**(9) pp. 2185-2194 (2007).
- [4] A. Kobayakov, M. Sauer and D. Chowdhury, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers," *Advances in Optics and Photonics* **2** 1-59 (2010).
- [5] B. Stiller, S. M. Foaleng, J.-C. Beugnot, M. W. Lee, M. Delqué, G. Bouwmans, A. Kudlinski, L. Thévenaz, H. Maillotte and T. Sylvestre, "Photonic crystal fiber mapping using Brillouin echoes distributed sensing," *Optics Express* **18**(19) pp. 20136-20142 (2010).
- [6] S. Foaleng Mafang, M. Tur, J.-C. Beugnot, and L. Thévenaz, "High spatial and spectral resolution long-range sensing using Brillouin echoes," *J. Lightwave Technol.* **28** (20), pp. 2993-3003 (2010).

CONCEPTION DE FIBRES OPTIQUES A FORTE DISPERSION CHROMATIQUE POUR DES APPLICATIONS DE LIGNES A RETARD MICROONDES

Jian Sun^{1,2,3}, Georges Humbert¹, Frédéric Gérôme¹, Jean-Louis Auguste¹, Myriam Kaba², Shum Ping^{2,3}, Jean-Marc Blondy¹

¹ Institut de recherche XLIM, UMR 6172 CNRS Université de Limoges, 123 avenue A. Thomas, 87060 Limoges, France

² CINTRA UMI 3288 CNRS -International - NTU – THALES Research Alliances, Research Techno Plaza, 50 Nanyang Drive, Border X Block, Level 6, Singapore 637553

³ Network Technology Research Centre, Nanyang Technological University, Research TechnoPlaza, #04-12, XFrontiers Block, 50 Nanyang Drive, Singapore 637553

georges.humbert@xlim.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la conception d'une fibre optique à forte dispersion chromatique dédiée à la réalisation d'une ligne à retard compacte pour des signaux radiofréquences.

MOTS-CLEFS : *fibres optique à cristal photonique, dispersion chromatique*

INTRODUCTION

Le contrôle de la courbe de dispersion chromatique du mode propagé dans une fibre optique est déterminant pour de nombreuses applications. Les fibres optiques composées de deux cœurs concentriques (DCCFs) couplés permettent de générer un pic de dispersion chromatique négative. Depuis la première démonstration expérimentale [1], ces fibres ont fait l'objet de nombreuses études. On peut citer par exemple, la réalisation de DCCFs pour la compensation multicanaux de signaux WDM [2], ou l'obtention de dispersions chromatiques extrêmes en exploitant le fort contraste d'indice offert par les fibres à cristal photoniques (FCPs) [3-4].

Ces fibres à forte dispersion chromatique sont aussi très intéressantes pour le contrôle et le traitement optique de signaux radio fréquences (RF) [5]. En effet, dans le domaine de la photonique RF, l'augmentation de la dispersion chromatique du signal optique induit un ralentissement de la propagation du signal RF. Afin de réaliser des composants compacts qui génèrent par voie optique un retard temporel important (> 1 ns) sur un signal RF, l'association des propriétés des réseaux de Bragg « chirpés » [6] avec celles d'une FCP à très forte dispersion chromatique fait l'objet de plusieurs études.

Dans ce contexte, nous présentons dans cette communication une étude sur la conception d'une FCP à forte dispersion chromatique optimisée et compatible avec l'inscription d'un réseau de Bragg dans le cœur central. Cette spécificité impose de concevoir une FCP avec un cœur central fortement dopé au germanium, un diamètre du cœur le plus large possible pour faciliter l'inscription du réseau de Bragg « chirpé », une topologie de la fibre adaptée aux contraintes de fabrications et un pic dispersion chromatique qui présente une dispersion négative maximale avec une largeur à mi-hauteur analogue à celle du réseau de Bragg « chirpé » (~ 6 nm).

THEORIE ET MODELISATIONS

Le principe de fonctionnement des fibres à forte dispersion chromatique est fondé sur le couplage entre les modes des deux cœurs concentriques. Ce couplage engendre autour de la longueur d'onde d'accord de phase une variation de la constante de propagation des modes, ce qui se traduit par une augmentation (positive ou négative) de la dispersion chromatique. Le maximum et

la largeur du pic de dispersion sont fonctions de l'importance du couplage et de l'évolution de la différence de phase entre les deux modes.

Les FCP offrent de nombreuses possibilités pour contrôler ces deux paramètres de couplage. Afin de simplifier les conditions de fabrication, nous avons choisi de concevoir une FCP composée d'un cœur central dopé au germanium ($\Delta n = 8 \cdot 10^{-3}$), d'un cœur annulaire de silice (dont la largeur est équivalente à une période), d'un anneau de trous d'air entre les deux cœurs et de plusieurs anneaux de trous d'air (à la périphérie). Cette fibre est représentée sur les figures 1(a) et 1(b) pour différent diamètre de trous d'air (fraction d'air).

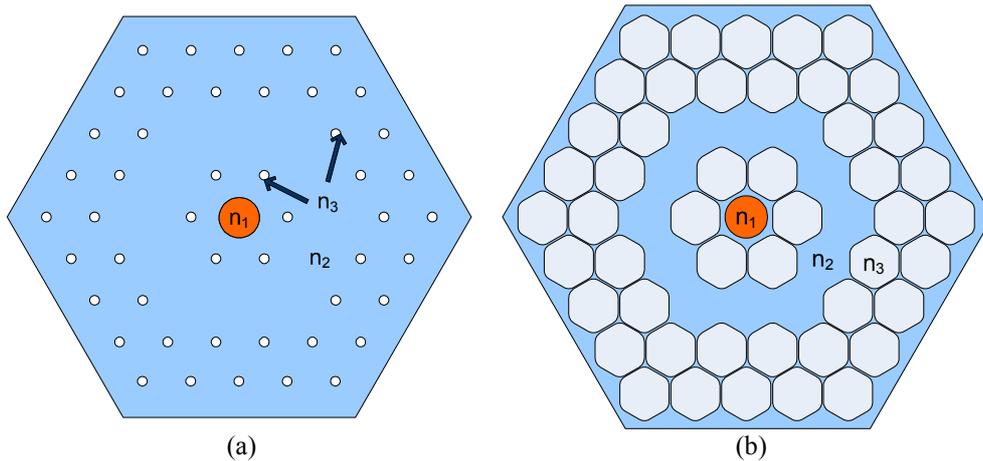
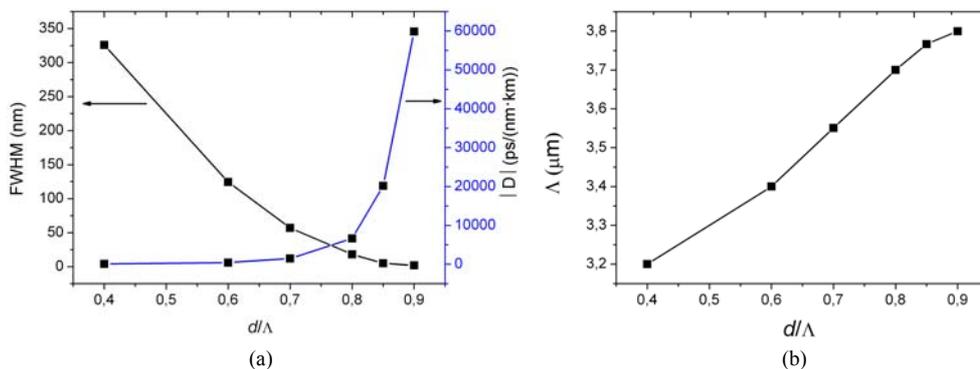


Fig. 1 : Représentation schématique de la FCP à deux cœurs concentriques étudiée, pour une fraction d'air du cristal photonique de 0.2% (a), 0.97% (b). Les indice de réfraction du cœur central (dopé Ge), de la silice et de l'air sont notés respectivement n_1 , n_2 , n_3 .

La fraction d'air est un paramètre de contrôle intéressant car il agit sur le couplage entre les deux modes, et il peut être ajusté pendant la fabrication de la FCP. Afin de quantifier son influence sur le pic de dispersion, la courbe de dispersion chromatique du mode fondamental du cœur central a été modélisée pour différentes fractions d'air comprises entre 0.4 et 0.9. L'évolution de la largeur à mi-hauteur du pic de dispersion, ainsi que celle de la valeur maximale de la dispersion sont représentées sur la figure 2 (a).



Fig°2 : (a) Evolution de la largeur à mi-hauteur et de la valeur maximale (absolue) du pic de forte dispersion chromatique en fonction de la fraction d'air (d/Λ ; d : diamètre des trous d'air, Λ : période du cristal photonique). (b) Variation de la période (Λ) en fonction de la fraction d'air pour un pic centré à 1550 nm.

L'accroissement de la fraction d'air engendre une réduction de la largeur du pic et une augmentation exponentielle du maximum de dispersion chromatique. Ainsi, pour la même structure, il est possible d'augmenter la dispersion de - 65 à - 60 000 ps/(nm.km) simplement en modifiant la

dimension des trous d'air. Il est cependant important de souligner que l'augmentation de la fraction d'air induit un décalage du pic vers les basses longueurs d'onde. Ce décalage peut être compensé par un ajustement de la période du cristal. Une variation de la fraction d'air de 0.4 à 0.9 impose une augmentation de la période de 3.2 à 3.8 μm pour conserver un pic centré à 1550 nm (Cf. Fig. 2(b)).

Afin d'augmenter la période du cristal photonique et donc le diamètre du cœur centrale, nous avons élargi le cœur annulaire à deux périodes (Cf. encart Fig. 3(a)). Les propriétés du pic de dispersion en fonction de la fraction d'air sont présentées sur la figure 3(a).

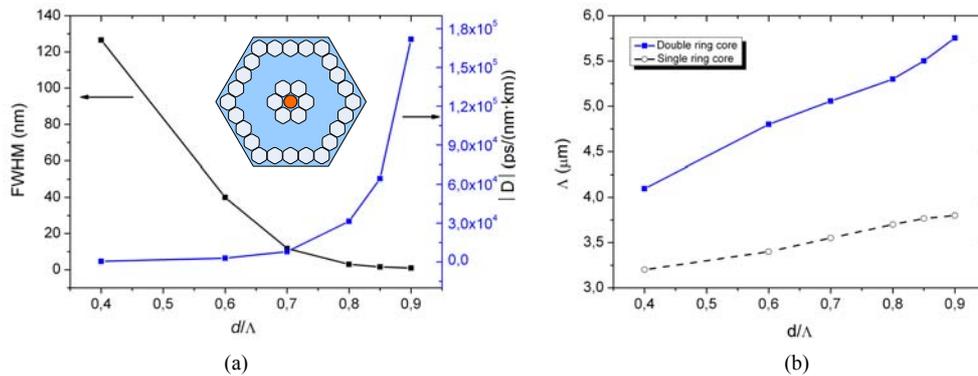


Fig. 3: (a) Evolution de la largeur à mi-hauteur et de la valeur maximale (absolue) du pic de forte dispersion chromatique en fonction de la fraction d'air (d/Λ). Représentation schématique de la FCP étudiée (encart). (b) Variation de la période (Λ) en fonction de la fraction d'air pour un pic centré à 1550 nm.

L'élargissement du cœur annulaire engendre une augmentation de la dispersion maximale, une diminution de la largeur à mi-hauteur, et une augmentation de la période du cristal photonique (Cf. Fig. 3(b)). Ainsi, une fraction d'air de 0.7 permet d'obtenir un pic de dispersion maximal de 8035 ps/(nm.km) avec une largeur à mi-hauteur de 12 nm et une période de 5.06 μm , soit un diamètre de cœur d'environ 6.6 μm . Ces paramètres sont un bon compromis pour l'application visée.

CONCLUSION

A partir d'une étude théorique sur l'influence de la fraction d'air sur les propriétés du pic de dispersion, nous avons conçu une FCP à forte dispersion chromatique, réalisable, et compatible avec l'inscription d'un réseau de Bragg « chirpé » pour développer une ligne à retard compacte pour des signaux RF. Cette fibre a été fabriquée et nous procédons aux premières caractérisations.

RÉFÉRENCES

- [1] J-L. Auguste, R. Jindal, J-M. Blondy, M. Clapeau, J. Marcou, B. Dussardier, G. Monnom, D.B. Ostrowsky, B.P Pal, K. Thyagarajan, “-1800ps/(nm.km) chromatic dispersion at 1.55 μm in dual concentric core fibre », Electron. Lett., Vol.36, pp.1689, 2002.
- [2] F. Gérôme, J-L. Auguste, S. Février, J. Maury, J-M. Blondy, L. Gasca, L. Provost; « Dual concentric core dispersion compensating fibre optimised for WDM application », Electron. Lett., Vol.41, pp.116, 2005.
- [3] P. J. Roberts, B. J. Mangan, H. Sabert, F. Couny, T. A. Birks, J. C. Knight and P. St. J. Russell, "Control of dispersion in photonic crystal fibers", J. Opt. Fiber Commun., Rep. 2, pp 435, 2005.
- [4] F. Gerome, J-L. Auguste, and J.-M. Blondy, "Design of dispersion-compensating fibers based on a dual-concentric-core photonic crystal fiber," Opt. Lett. 29, 2725, 2004.
- [5] Yongqiang Jiang, and al., “Dispersion-Enhanced Photonic Crystal Fiber Array for a True Time-Delay Structured X-Band Phased Array Antenna”, IEEE Phot. Tech. Lett., vol. 17, n°1, 2005.
- [6] M Kaba and al., “Evaluation of dispersive Bragg Gratings (BG) structures for the processing of RF signals with large time delays and bandwidths”, Proc of SPIE, APOC, Nov 2007.

DEMONSTRATION EXPERIMENTALE DE LA METHODE DE COMMUTATION DE DEBIT DE DOSE APPLIQUEE AUX FIBRES OPTIQUES DOPEE ERBIUM

J. Thomas¹, M. Myara¹, L. Troussellier¹, E. Régnier², E. Burov³, O. Gilard⁴, P. Signoret¹, M. Sottom⁵

¹*Institut Electronique du Sud, Univ. Montpellier 2, UMR CNRS 5214, 34090 Montpellier, France*

²*CEA-DEN/DTCD/SECM/LDMC, Marcoule BP 17171, 30207 Bagnols-sur-Cèze, France*

³*Draka Communications, Site Data 4, Bâtiment D0 Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France*

⁴*CNES- DCT/AQ/EC, 18 Avenue Edouard Belin, 31401 Toulouse*

⁵*Thales Alenia Space, 26, avenue J.F. Champollion, B.P.1187, 31037 Toulouse*

signoret@ies.univ-montp2.fr

RÉSUMÉ

Les fibres dopées Erbium présentent une dégradation accrue à faible débit de dose sous rayonnement gamma, ce qui compromet la caractérisation de leur validation pour le spatial sur des temps courts. Toutefois, la méthode dite de « commutation du débit de dose », déjà validée pour les composants électroniques, permet de s'affranchir de cette contrainte. Nous exposons ici des résultats expérimentaux qui montrent, pour la première fois, la validité de cette méthode pour les fibres optique dopées erbium.

MOTS-CLEFS : *Fibres dopées ; Erbium ; Radiations ; Débit de dose ; Spatial*

1. INTRODUCTION

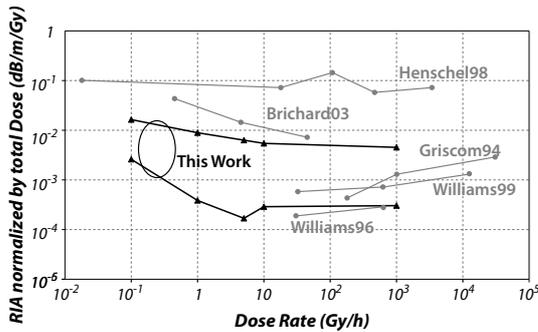
Afin de répondre à la demande de bande passante toujours croissante de la part des usagers, civils ou militaires des réseaux de télécommunication, les industriels du spatial souhaitent tirer partie des performances exceptionnelles offertes par la technologie « WDM » (Wavelength Division Multiplexing), basée sur l'utilisation des fibres optiques, au sein de satellites de nouvelle génération. Dans ce contexte, l'Amplificateur Optique à Fibre Dopée est connu pour être très sensible à l'environnement spatial, qui est radiatif, et constitue ainsi le frein principal à ce transfert de technologie, puisque tous les autres composants WDM sont déjà validés pour les applications spatiales[1]. De nombreuses études ont montré que cette sensibilité est essentiellement due à la présence d'ions co-dopant tels que l'Aluminium ou le Germanium, insérés dans la fibre pour assister l'insertion d'ions Erbium dans la silice ou pour assurer les propriétés de guidage de la fibre.

2. DEGRADATION DES FIBRES OPTIQUES

Les radiations ionisantes ont pour conséquence de modifier l'agencement de la matrice de silice, en venant rompre les liaisons inter atomiques et inter moléculaire. Cela se traduit par la création de bande d'absorption dont les longueurs d'ondes dépendent des pièges considérés ; c'est ce que l'on appelle l'Absorption Radio-Induite (ARI).

Plusieurs études ont montré que la dégradation des fibres optiques, dopées ou non, augmente lorsque le débit de dose croît. Ce comportement est habituellement modélisé par une loi classique dite « en puissance » [2]. Si la dégradation suit vraiment cette loi, alors un simple test, consistant à déposer à fort débit la dose totale d'une mission spatiale, permet d'évaluer un pire-cas sur un temps courts, et permet donc de sélectionner facilement les fibres optiques en vue de l'application. Afin de qualifier des fibres pour les applications spatiales, cette caractéristique est très intéressante puisque les débits de dose visés sont faibles (3,4mGy/h) et les doses déposées lors d'une mission de 15 ans

sont de l'ordre de 450 Gy. Dans ce travail, nous montrons que cette approche a des limites puisque, tout comme d'autres travaux [3], nous avons observé sur certaines fibres dopées Erbium que la dégradation augmente lorsque le débit de dose décroît. Nous avons testé 5 fibres de compositions chimiques très différentes (fig. 1), et toutes présentent une augmentation de l'ARI quand le débit diminue, pour des débits compris entre 10^{-3} Gy/h et 10^{-1} Gy/h. De telles tendances peuvent être expliquées par la compétition entre les pièges à électrons et les centres recombinants [7]. En outre, ces tendances rendent inutilisable les tests accélérés à fort débit de dose puisque, par définition, elles ne suivent pas la fameuse loi en puissance. Cela pose donc la problématique du test accéléré.



- Henschel98[4]: La-doped, $\lambda=1312\text{nm}$, Dose = 100Gy
- Brichard03[3]: Er-doped, $\lambda=1590\text{nm}$, Dose = 50Gy
- Griscom94[2]: Ge-doped, $\lambda=1300\text{nm}$, Dose = 100Gy
- Williams96[5] Er-doped, $\lambda=1550\text{nm}$, Dose = 1000Gy
- Williams99[6] Er-doped, $\lambda=1350\text{nm}$, Dose = 100Gy
- This Work : Er-doped, $\lambda=1550\text{nm}$, Dose = 300Gy, for the most and the less deteriorated fibers.

Fig. 1 : Etat de l'art de la dégradation des fibres dopées Erbium

3. METHODE DE COMMUTATION DE DEBIT DE DOSE

L'hypothèse de fonctionnement de la méthode de commutation de débit est la suivante si l'on irradie à un certain débit un matériau déjà dégradé, alors la dynamique de dégradation que va suivre ce matériau ne dépend pas de son « histoire » en matière de dégradation : excepté la valeur de l'ARI elle-même, il n'y a pas d'« effet mémoire » lié au chemin suivi pour atteindre une certaine dégradation. Par conséquent, la façon d'atteindre un état donné de dégradation n'aura pas d'influence sur la dynamique de dégradation lors d'une nouvelle expérience. En d'autres termes, un quelconque état de dégradation peut être atteint avec un fort débit, puis, la dynamique de dégradation au faible débit de dose visé est étudiée : c'est le principe de la commutation de débit.

Afin d'appréhender au mieux cette méthode, nous avons réalisé des expériences numériques[7] dont les résultats sont présentés sur la figure 2. Nous avons utilisé 2 débits différents $10^{11}/\text{s}$ et $10^{15}/\text{s}$ et les commutations du fort débit au faible débit se situent aux points B, C, D. Comme prévu, après chaque commutation, la dynamique de dégradation à faible débit est la même pour une dégradation donnée. Ainsi, la courbe globale à faible débit pourra être reconstruite par de simples translations des courbes issues des points B, C et D.

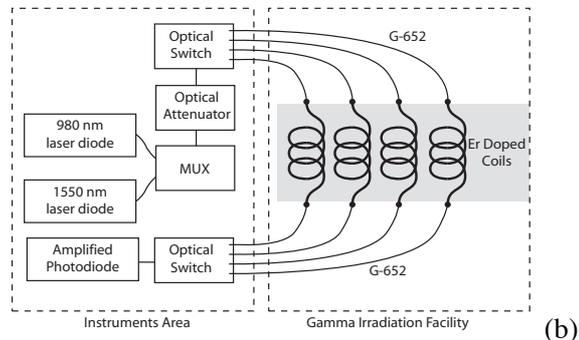
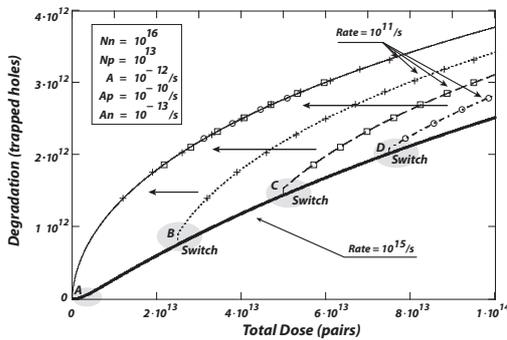


Fig. 2 – Résultats des expériences numériques (a) ; expérience pratique de commutation sur les fibres (b)

4. RESULTATS EXPERIMENTAUX

La méthode de commutation de débit a été réalisée sur la fibre la plus sensible aux radiations parmi les 5 fibres initialement testées afin d'avoir la meilleure dynamique de mesure. Le schéma de

mesure est donné sur la figure 2-b. Tous les tests ont été effectués en dessous des puissance de saturation des fibres (quelques μW). L'enceinte d'irradiation est une source cobalt 60. Les 4 morceaux de fibre sous test sont reliés à la partie instrumentation par des jarretières de fibre G-652 de 30m, et permet de réaliser les mesures « en temps réel ». Les lasers n'étant allumés que pendant les acquisitions et non pas durant toute l'irradiation, on peut négliger l'effet de la guérison par voie optique.

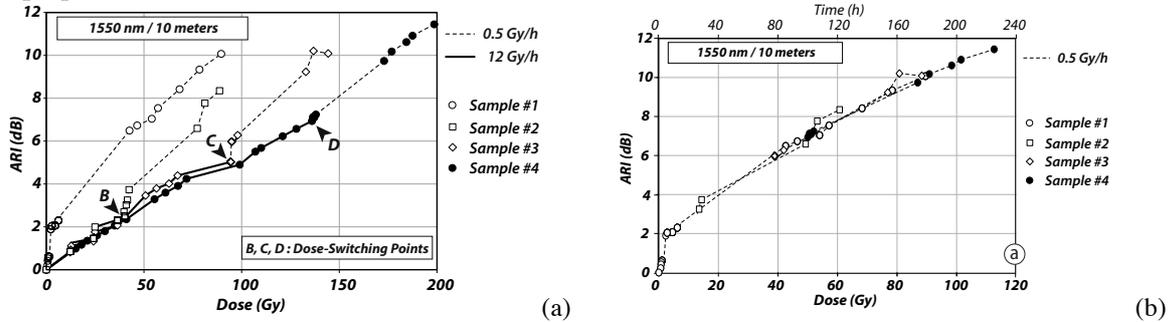


Fig. 3 : Résultats bruts de commutation de débit (a) ; Reconstitution de la dégradation à faible débit (b)

Les résultats obtenus à 1550nm grâce à ce protocole sont présentés dans la figure 3. Les commutations de débit de dose effectués aux points B, C et D, un changement dans la dynamique de dégradation après un régime transitoire. Nous avons réorganisé ces résultats pour reconstruire toute la courbe de faible débit de dose, en effectuant de simples translations horizontales et en faisant correspondre les valeurs de dégradation dans les régions qui présentent un chevauchement. Le résultat final est donnée dans la figure 3-b. Le fait que les différentes courbes à faible débit de dose sont superposées sur une large gamme est la preuve expérimentale que la commutation de débit de dose peut être appliquée comme méthode accélérée pour l'évaluation de fibres optiques qui présentent une dégradation accrue au faibles débits de dose.

CONCLUSION

Nos résultats expérimentaux montrent que certaines fibres présentent une sensibilité aux radiations qui augmente lorsque le débit de dose diminue. Un tel comportement, déjà observé sur d'autres fibres optiques dopées erbium, est critique pour des applications spatiales qui reposent sur l'amplification optique, et doit être étudiés plus précisément avant d'être intégré dans un satellite. Inspirés par des travaux réalisés sur des transistors bipolaires, nous avons développé une méthode de test accéléré dédiée aux fibres optiques. Cette nouvelle méthode a été confirmée par des résultats expérimentaux.

RÉFÉRENCES

- [1] D. Caplan et al. "Free-space laser communications." In ECOC, 2009.
- [2] D. L. Griscom, M. E. Gingerich, and E. J. Friebele. "Model for the dose, dose-rate and temperature dependance of radiation-induced loss in optical fibers". IEEE Trans. Nucl. Science, 41(3):523, June 1994.
- [3] B. Brichard et al. "Gamma dose rate effect in erbium-doped fibers for space gyroscopes." OFS 2003.
- [4] H. Henschel, O. Kohn, H. U. Schmidt, J. Krichhof, and S. Unger. "Radiation-induced loss of rare earth doped silica fibres." IEEE Trans. Nucl. Science, 45(3):1552, June 1998.
- [5] G. M. Williams et al. "Space radiation effects on erbium- doped fiber devices." IEEE TNS, June 1998.
- [6] G. M. Williams, B. M. Wright, W. D. Mack, and E. J. Friebele. "Projecting the performance of erbium-doped fiber devices in a space radiation environment". In SPIE, vol. 3848, 1999.
- [7] R. Chen, S. W. S. McKeever, and S. A. Durrani. "Solution of the kinetic equations governing trap filling. consequences concerning dose dependence and dose-rate effects." Phys. Rev. B., 24(9):4931, Nov. 1981.

GÉNÉRATION DE DEUXIÈME HARMONIQUE DANS LES FIBRES EFFILÉES

Maxime Tousignant,¹ Stéphane Virally,¹ Xavier Daxhelet,¹
Nicolas Godbout,¹ et Suzanne Lacroix¹

¹ COPL, Engineering Physics Department, École Polytechnique de Montréal
P.O. Box 6079, Station Centre-ville, Montréal (Québec), H3C 3A7, Canada

stephane.virally@polymtl.ca

RÉSUMÉ

Dans l'approximation dipolaire électrique, les effets non-linéaires de deuxième ordre sont interdits et donc inattendus dans les fibres optiques. Ils existent néanmoins et peuvent être prédits par la théorie si on pousse le développement à l'ordre quadripolaire. Nous avons effilé des fibres standard à des diamètres submicroniques dans le but d'observer la génération de second harmonique et de comparer les résultats expérimentaux avec les prédictions.

MOTS-CLEFS : *fibres optiques ; effilage ; génération de deuxième harmonique ; accord de phase*

1. INTRODUCTION

Dans l'approximation dipolaire électrique, les mélanges à trois ondes — donc, en particulier, la génération de second harmonique — sont théoriquement impossibles dans les milieux centro-symétriques ou amorphes tels que les verres dont sont faites les fibres optiques. Les termes d'ordres supérieurs du développement multipolaire peuvent cependant jouer un rôle dans des conditions particulières. Ainsi, le terme quadripolaire électrique peut n'être plus négligeable si le champ électrique subit une variation spatiale importante. C'est le cas à l'interface air-verre d'une fibre effilée à un diamètre submicronique où le champ radial subit une discontinuité.

Après avoir examiné théoriquement la contribution de ce terme pour un accord de phase parfait pour la génération de second harmonique, nous présentons les résultats expérimentaux et discutons de la différence entre les taux de conversion prédits par la théorie et les mesures.

2. CALCULS THÉORIQUES

L'amplitude $a_{2\omega}$ du signal généré se calcule à partir de celle de la pompe a_ω en résolvant

$$\frac{d}{dz}a_{2\omega} = i\Gamma a_\omega^2 \exp(i\Delta\beta z) \quad (1)$$

où $\Delta\beta = 2\beta(\omega) - \beta(2\omega)$ est le désaccord des constantes de propagation entre la pompe et le signal, et Γ est le coefficient non-linéaire de génération de deuxième harmonique. La contribution quadripolaire des orbitales localisées dans les diélectriques crée un vecteur polarisation non-linéaire qui permet d'écrire [1]

$$\Gamma = \frac{3\pi c [\epsilon_0 \chi^{(1)}(\omega)]^2}{4\mathcal{N}e\lambda_p} I \quad (2)$$

où $\chi^{(1)}(\omega)$ est la permittivité linéaire du matériau à la fréquence fondamentale, \mathcal{N} la densité d'électrons de valence, e la charge élémentaire et I est une intégrale de recouvrement. Pour la silice, on évalue $\mathcal{N} = 8,82 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$. Si l'onde de pompe est dans le mode fondamental HE_{11} , I n'est non nulle que pour une génération de deuxième harmonique dans les modes HE_{21} et TM_{01} . À partir de l'expression analytique exacte (c'est-à-dire vectorielle) des champs, l'intégrale I est calculée pour le diamètre optimum d'accord de phase ($\Delta\beta = 0$) pour chacun des deux modes, soit au diamètre $2\rho = 0,525 \mu\text{m}$ pour une génération dans HE_{21} et $2\rho = 0,467 \mu\text{m}$ pour une génération dans TM_{01} [2]. On trouve (en

unités du SI) $I_{HE_{11} \rightarrow HE_{21}} \simeq 6,0 \times 10^{16}$ et $I_{HE_{11} \rightarrow TM_{01}} \simeq 7,8 \times 10^{16}$ correspondant à $\Gamma_{HE_{11} \rightarrow HE_{21}} \simeq 2,7 \times 10^{-1} \text{ W}^{-1/2} \cdot \text{m}^{-1}$ et $\Gamma_{HE_{11} \rightarrow TM_{01}} \simeq 3,5 \times 10^{-1} \text{ W}^{-1/2} \cdot \text{m}^{-1}$. Pour ces diamètres particuliers et dans l'approximation de la pompe non appauvrie, l'équation 1 permet de calculer la puissance générée

$$P_{2\omega} = \Gamma^2 P_{\omega}^2 L^2. \quad (3)$$

Il est à noter que la validité de ce calcul repose sur la condition d'accord de phase remplie sur toute la longueur L . Les sections 3. et 4. mettent en évidence que la fabrication ne permet pas actuellement d'atteindre dans la pratique des longueurs efficaces supérieures au millimètre.

Il est important de noter que notre estimation de la contribution quadripolaire électrique se fonde sur la théorie faite par Bloembergen [1] qui repose sur une base théorique simple et solide et qu'il n'y a aucune supposition sur une contribution dipolaire électrique de surface.

3. EXPÉRIENCE

Les résultats présentés ici concernent l'effilage de la fibre SMF-28 jusqu'à un diamètre de l'ordre de $0,5 \mu\text{m}$ pour une conversion à partir de la pompe dans le mode fondamental HE_{11} . Il n'est pas possible d'effiler la fibre à un diamètre constant de l'ordre du demi-micromètre avec une tolérance subnanométrique. Pour contourner cette difficulté, nous avons d'abord fait un préétirage symétrique de la fibre, puis continué avec un effilage asymétrique. Celui-ci est effectué en déplaçant la flamme en sens opposé à l'étirage (à la manière de l'étirage d'une fibre à partir d'une préforme), en imposant une légère pente sur la partie effilée ($dp/dz \approx 5 \cdot 10^{-7}$). On s'assure ainsi que le diamètre d'accord de phase soit atteint localement sur une longueur utile L de l'ordre du millimètre.

Pour caractériser la génération, nous avons utilisé comme source de pompage un laser *microchip* Nd:YAG émettant à $\lambda_0 = 1064 \text{ nm}$ en régime déclenché avec un taux de répétition de $6,5 \text{ kHz}$. La durée de chaque impulsion est de l'ordre de 670 ps et la puissance crête maximale injectée de l'ordre de $1,3 \text{ kW}$. La puissance générée en sortie de la fibre est soit mesurée par un détecteur sensible en sortie d'un monochromateur pour évaluer l'efficacité de génération, soit observée à l'aide d'une caméra devant laquelle est placée un filtre interférentiel centré à la longueur d'onde $\lambda = 532 \text{ nm}$ et éventuellement un polariseur pour l'identification des modes.

Au monochromateur, on observe simultanément, tel que le montre la figure 1(a), la génération dans les deuxième $\lambda_{2\omega} = 532 \text{ nm}$ et troisième harmoniques $\lambda_{3\omega} = 355 \text{ nm}$. Au diamètre de $0,51 \mu\text{m}$, il se trouve que l'accord de phase pour la génération de troisième harmonique dans le mode HE_{12} est réalisé, ce qui explique l'observation simultanée des raies à 355 nm et à 532 nm . La calibration des détecteurs a permis d'évaluer une puissance $P_{2\omega} \approx 13 \text{ nW}$ dans les conditions d'injection mentionnées ci-dessus. Considérant une longueur utile de l'ordre de $L = 1 \text{ mm}$, la théorie quadripolaire électrique prédit avec les valeurs de Γ données plus haut $P_{2\omega} \approx 535 \text{ nW}$ pour la conversion dans le mode HE_{21} et $P_{2\omega} \approx 900 \text{ nW}$ dans TM_{01} . Même si notre calcul se fonde sur des hypothèses différentes, le taux de conversion ($P_{2\omega}/P_{\omega} \sim 10^{-4}$) semble de l'ordre de grandeur de celui prévu par [2] pour une longueur de l'ordre du mm.

Alors que les images en champ lointain de la figure 1 permettent d'identifier clairement le mode HE_{12} à la longueur d'onde $\lambda_{3\omega} = 355 \text{ nm}$ à laquelle le troisième harmonique est généré (1(b)), les images filtrées à $\lambda_{2\omega} = 532 \text{ nm}$ sont plus difficiles à interpréter. La figure en champ lointain (1(c)) sans polariseur semble indiquer un mode de type LP_{11} qui serait donc une combinaison des deux modes vectoriels attendus (TM_{01} et HE_{21}). L'onde n'est cependant pas linéairement polarisée comme nous l'a indiqué l'étude en polarisation qui montre plutôt une rotation de l'axe de séparation des lobes avec l'axe du polariseur (comme pour une génération dans TM_{01}). Les résultats ne sont cependant pas assez reproductibles pour tirer des conclusions définitives.

4. DISCUSSION

La pente de la structure effilée impose que l'onde de second harmonique soit probablement générée efficacement en deux endroits différents correspondant aux diamètres d'accord de phase des deux modes

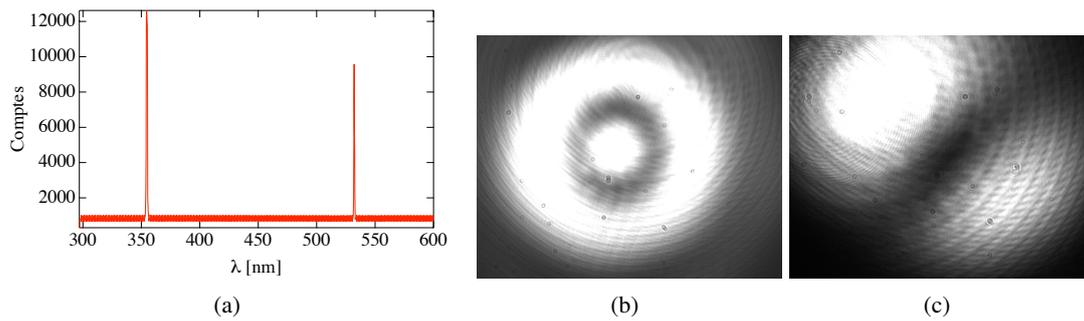


FIGURE 1 : (a) Spectre des ondes générées dans la fibre effilée. Répartition en champ lointain de la puissance générée dans (b) le troisième et le second harmoniques ; (c) le second harmonique filtré par un filtre interférentiel, sans polariseur.

TM_{01} et HE_{21} . On s'attend donc a priori à observer, à la sortie de la fibre, l'interférence entre les deux modes, ce que semble indiquer la forme de la figure observée 1(c), mais pas de façon évidente sa polarisation. L'ordre de grandeur du taux de conversion mesuré est inférieur d'un facteur de l'ordre de 100 aux prédictions théoriques. Cette différence pourrait provenir a priori d'une surestimation (d'un facteur 10) de la longueur efficace sur laquelle se fait l'accord de phase. Une fraction de la puissance convertie peut aussi être perdue dans la longueur de fibre de sortie. Les calculs préliminaires montrent cependant que la plus grande limitation pourrait provenir du fait que, bien que la recette d'effilage soit conçue pour que le critère d'adiabaticité soit respecté pour le mode fondamental HE_{11} à $\lambda_\omega = 1064$ nm, celui-ci est loin d'être satisfait pour les modes TM_{01} et HE_{21} à $\lambda_{2\omega} = 532$ nm. Une partie de la puissance générée est donc transférée dans les modes d'ordre supérieur qui sont piégés par la gaine protectrice avant la sortie de la fibre. Pour que l'adiabaticité soit satisfaite pour ce mode, il faudrait diminuer la pente dans les régions critiques d'un facteur de l'ordre de 10, ce qui semble a priori difficile à réaliser.

Par ailleurs, l'observation du spectre sur une large bande met en évidence des phénomènes non-linéaires autres que la génération de deuxième harmonique, soit l'instabilité de modulation scalaire la génération de troisième harmonique qui lui font concurrence.

5. CONCLUSION

Nous avons développé une recette d'effilage de fibres standard des télécommunications jusqu'à un diamètre de l'ordre de $0,5 \mu\text{m}$ pour convertir une onde fondamentale à la longueur d'onde $\lambda_\omega = 1064$ nm guidée dans le mode fondamental HE_{11} en deuxième harmonique ($\lambda_{2\omega} = 532$ nm) dans les modes HE_{21} et TM_{01} .

La recette a été optimisée pour minimiser les irrégularités du diamètre jusqu'à un demi-nanomètre par millimètre de longueur. Malgré cette précaution, la mesure de la puissance dans l'onde de second harmonique est inférieure d'un facteur ~ 100 à l'estimation théorique, ce qui semble indiquer que la longueur effective sur laquelle se fait la conversion est plus petite que le millimètre (d'environ un facteur 10). Différents effets nonlinéaires et linéaires (en particulier, le couplage dans des modes de gaine) ont été identifiés comme pouvant aussi amener à sous-estimer l'efficacité de conversion.

C'est, à notre connaissance, la première fois qu'est rapportée dans la littérature une expérience de doublage de fréquence dans une fibre de silice effilée.

RÉFÉRENCES

- [1] N. Bloembergen, R. Chang, S. Jha, and C. Lee, "Optical second-harmonic generation in reflection from media with inversion symmetry," *Physical Review*, vol. 174, no. 3, pp. 813–822, 1968.
- [2] J. Lægsgaard, "Theory of surface second-harmonic generation in silica nanowires," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 27, no. 7, pp. 1317–1324, 2010. [Online]. Available : <http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-27-7-1317>

Caractérisation de réseaux de Bragg par luminescence bleue : détermination du profil d'indice de modulation en amplitude et phase

S. Tsyier⁽¹⁾, P. Yvernault⁽²⁾, A. Millaud⁽²⁾, I. Fsaïfes⁽³⁾, Y. Jaouën⁽¹⁾, R. Gabet⁽¹⁾,
M. Douay⁽³⁾, B. Poumellec⁽⁴⁾

(1) Institut Télécom / Télécom ParisTech, UMR CNRS 5141, 46 rue Barrault, 75634 Paris, France

(2) 3S Photonics, Route de Villejust, 91625 Nozay, France

(3) Laboratoire PhLAM/IRCICA, CNRS - Université Lille 1, 59655 Villeneuve d'Ascq, France

(4) Laboratoire LPCES, UMR CNRS 8182, Université Paris Sud, 91405 Orsay, France

serge.tsyier@telecom-paristech.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une technique de détermination du profil de variation d'indice en amplitude et phase de réseaux de Bragg par la mesure de la luminescence bleue induite par irradiation UV (LBUV). Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec ceux obtenus par l'algorithme de reconstruction des réseaux de Bragg 'Layer Peeling'.

MOTS-CLEFS : réseaux de Bragg, apodisation, profil d'indice, luminescence bleue.

1. INTRODUCTION

De nombreuses avancées ont été réalisées ces dernières années sur le développement de techniques de fabrication de réseaux de Bragg (FBGs), travaux motivés par l'émergence de plusieurs applications : compensation de dispersion chromatique pour réseaux optiques DWDM, ROADMs, lasers DFB à fibre, capteurs optiques. Ces applications nécessitent des composants à réseaux de Bragg souvent complexes. Pour y parvenir, le développement de nouvelles techniques de fabrication de réseaux de Bragg performantes ainsi que de leurs moyens de caractérisation est cruciale.

Les propriétés spectrales d'un FBG, en termes d'amplitude et de vitesse de groupe sont fortement liées au profil spatial de la variation d'indice Δn_{ac} :

$$\Delta n_{ac}(z) = A(z) \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \theta(z)\right) \quad (1)$$

où $A(z)$ est la fonction d'apodisation du réseau, Λ et $\theta(z)$ sont respectivement la période et la phase du réseau. La variation lente de cette phase en fonction de la longueur est appelée chirp. $\theta(z)$ peut également contenir des sauts de phase éventuels, intensionnels ou pas. Les sauts de phase non intensionnels sont induits par des instabilités de l'interféromètre pendant la procédure de photo-inscription et causent des fluctuations abruptes dans la réponse spectrale d'un FBG.

Plusieurs techniques de mesure directe du profil d'indice de modulation ont été proposées, telles que la caractérisation par diffraction latérale [1, 2] et la méthode LBUV [3, 4]. Seule la caractérisation par diffraction latérale permet d'acquérir l'information sur la phase le long du réseau [2]. Une approche alternative reposant sur l'algorithme 'Layer-Peeling' (LP) consiste à reconstruire Δn_{ac} à partir des mesures de réflectivité complexe [5], obtenue par réflectométrie à faible cohérence (OLCR) [6] ou par réflectométrie dans le domaine fréquentiel (OFDR) [7]. Dans cet article, le principe de la mesure de la phase du profil d'indice de modulation le long d'un FBG est présenté. Ensuite, différentes caractérisations de FBGs sont comparées aux résultats obtenus par reconstruction des réseaux par LP.

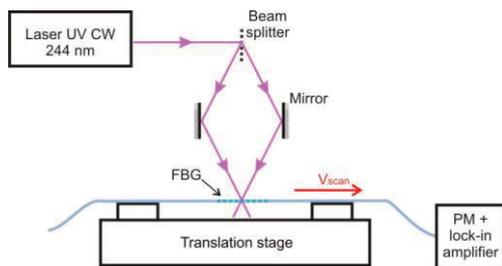


Fig. 1: Schéma du dispositif expérimental.

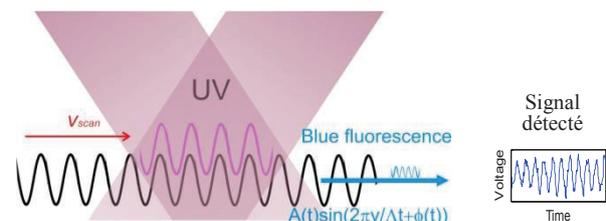


Fig. 2: Principe de la génération de la luminescence bleue.

2. PRINCIPE DE LA MESURE DU PROFIL D'INDICE PAR LBUV

L'insolation d'un FBG par une irradiation UV engendre une fluorescence large bande de 390 à 450 nm [3]. On observe une évolution quasi-linéaire de la LBUV en fonction de la valeur de Δn_{ac} dans la gamme $5 \cdot 10^{-4} < \Delta n_{ac} < 2.5 \cdot 10^{-3}$ [4]. Il est à souligner que cette technique permet de réutiliser directement le montage de photo-inscription pour caractériser le composant réalisé. Le dispositif expérimental est présenté par la Fig. 1. La source UV utilisée est un laser à argon doublé en intra-cavité fonctionnant en régime continu. Il émet un rayonnement UV à la longueur d'onde $\lambda_{uv} = 244$ nm et une puissance de $P_{uv} = 250$ mW. Les franges UV sont obtenues en faisant interférer les deux faisceaux UV. La période et l'intensité des franges d'analyse sont maintenues fixes pendant la mesure. La période des franges d'analyse Λ_{uv} est choisie proche de la période du réseau. La luminescence bleue est détectée au moyen d'un photomultiplicateur suivi d'une détection synchrone.

La fibre est déplacée à vitesse constante tandis qu'une section locale du FBG est exposée aux irradiations UV. En raison de la superposition des franges d'interférence UV $I_{uv}(z) = I_o \sin(2\pi z/\Lambda_{uv})$ avec le profil d'indice Δn_{ac} (voir Eq. 1), le photocourant obtenu est donné par :

$$I_{blue}(t) \propto \int_{UV \text{ beam}} I_{uv}(z) \cdot \Delta n_{ac}(z + 2\pi f_s t) dz \quad (2)$$

où f_s est la fréquence d'analyse et V_{scan} la vitesse de balayage ($f_s = V_{scan}/\Lambda$). En supposant que la phase et l'amplitude du réseau de Bragg ne varient pas le long du système de franges UV, la luminescence bleue est exprimée par l'équation :

$$I_{blue}(t) \propto A(t) \sin(2\pi f_s t + \theta(t)) \quad (3)$$

Etant donné que la position dans le réseau est directement liée au temps t par la relation $z = V_{scan} t$, la fonction d'apodisation du profil $A(z)$ et la fonction $\theta(z)$ peuvent être déterminées à partir de $I_{blue}(t)$.

3. RÉSULTATS

Nous avons réalisé trois types de FBG: un réseau ayant un profil d'apodisation en sinus cardinal (Sinc) de 50 mm de longueur et deux réseaux avec une apodisation gaussienne ayant des chirps linéaire et quadratique de 160 mm de longueur. Le profil d'apodisation et la phase des FBGs ont été comparés aux résultats obtenus par synthèse LP. Les réflectivités complexes dans le domaine spectral ont été mesurées au moyen d'un analyseur vectoriel optique (OVA) de Luna Technologies.

Réseau Sinc

Un réseau apodisé avec un profil en Sinc permet de réaliser un profil spectral de type « Flat-top » lorsque la réflectivité est relativement faible ($R < 50\%$) [8]. Le changement de signe dans la modulation de l'indice entre les lobes successifs du profil Sinc est réalisé par des déphasages discrets π des franges d'interférence (\sim la moitié de la période du réseau).

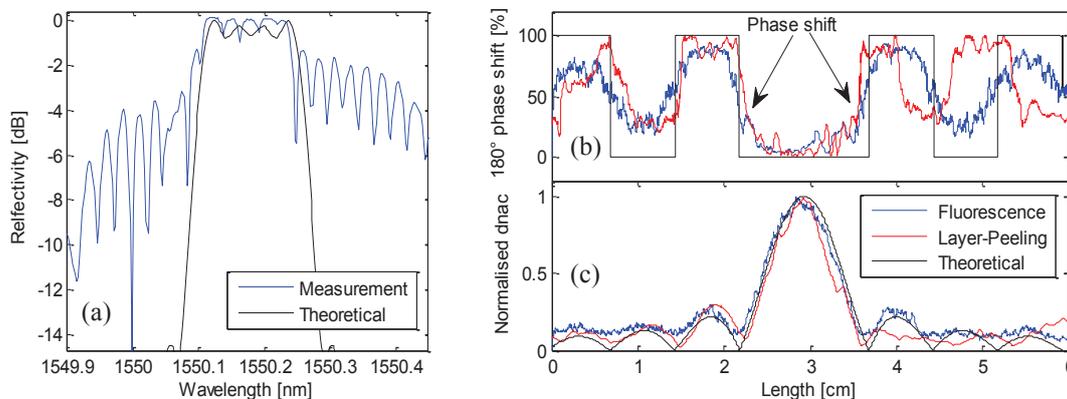


Fig. 3: Caractérisation d'un réseau Sinc : (a) Spectre en réflexion, (b) Variation de la phase, (c) Profil d'apodisation.

La Fig. 3 montre la réponse spectrale en réflexion (Fig. 3a), la phase (Fig. 3b) et le profil d'apodisation (Fig. 3c). Les deux méthodes sont en bon accord avec l'analyse théorique correspondante.

Les décalages de phase de π sont clairement détectés. Il est connu que la synthèse LP est susceptible d'accumuler des erreurs au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'entrée du réseau [9], ce qui n'est pas le cas pour la méthode LBUV. La résolution spatiale sur la détermination de la position des déphasages (qui dépend de la largeur du système de franges lors de l'inscription) est comparable pour les deux méthodes.

Réseaux chirpés avec une forme d'apodisation gaussienne

Nous avons réalisé un FBG avec un chirp linéaire (compensation du 1^{er} ordre seulement) et un autre avec un chirp quadratique (compensation simultanée au 1^{er} et au 2^{ème} ordre). Les mesures de vitesse de groupe ont été obtenues en utilisant l'OVA (Fig. 4a). Les périodes des réseaux et les profils d'apodisation sont présentés par Fig. 4b et Fig. 4c. La période du réseau est déduite de la fonction du chirp comme $\Lambda(z) = \Lambda_o (1 + \Lambda_o/2\pi d\theta(z)/dz)$ où Λ_o correspond à la longueur d'onde centrale du filtre FBG. La détermination de l'évolution de la période du réseau est similaire pour les deux méthodes de mesure. Les mesures par LBUV sont possibles à partir d'un niveau minimal de fluorescence bleue détectée (c.-à-d. un changement de l'indice local significatif).

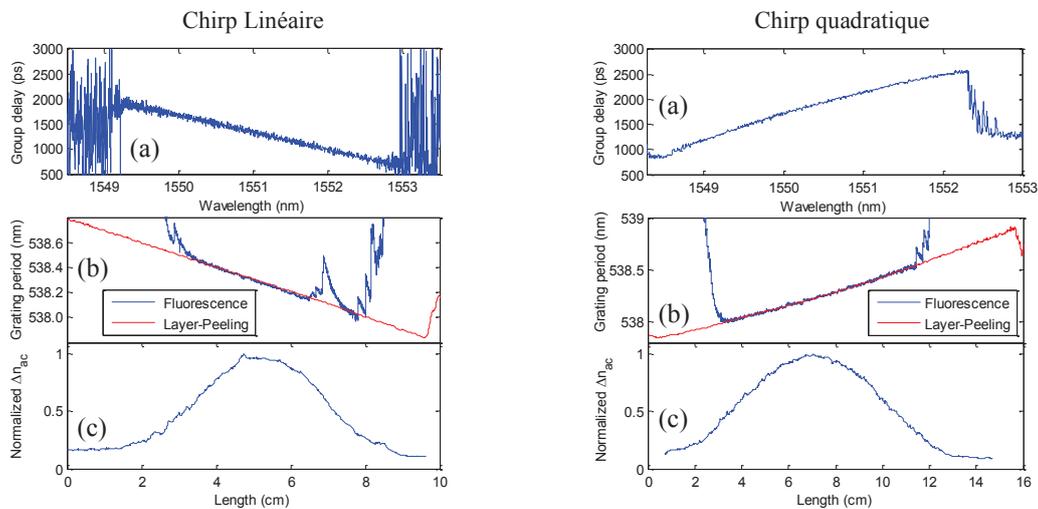


Fig. 4 : Caractérisation des réseaux chirpés: (a) Temps de groupe, (b) Période, (c) Profil d'apodisation.

4. CONCLUSION

La caractérisation directe de l'évolution de la phase le long d'un FBG utilisant la détection synchrone de la luminescence bleue induite par irradiation UV a été démontrée pour la première fois. Les mesures obtenues sont en bon accord avec celles obtenues par caractérisation indirecte utilisant l'algorithme de 'Layer Peeling'. Clairement, les deux méthodes sont complémentaires; la méthode LBUV est plus appropriée aux réseaux avec une modulation d'indice importante. Aucun changement du dispositif de photo-inscription n'étant exigé, la technique proposée permet un test de qualité du composant en post fabrication.

Ce travail est réalisé dans le cadre du projet CHRONOS labellisé par le Pôle de compétitivité SYSTEM@TIC et financé par la Direction Générale de la Compétitivité, de l'Industrie et des Services et le Conseil Général de l'Essonne.

5. RÉFÉRENCES

- [1] T. Erdogan, "Fiber grating spectra" J. Lightwave Technol., LT-15, 1277-1294 (1997).
- [2] P. Krug, R. Stolte and R. Ulrich, "Measurement of index modulation along an optical fiber Bragg grating" Opt. Lett. **20**, 1767-1769 (1995).
- [3] Y. Duval, R. Kashyap, S. Fleming and F. Ouellette, "Correlation between UV-induced refractive index and photoluminescence in Ge-doped silica fiber," Appl. Phys. Lett. **61**, 2955 (1992).
- [4] L. Paccou, M. Lancry and M. Douay, "Kinetics of UV-induced blue luminescence linked with the observation of the local mean index in fiber Bragg gratings" Optics Express **13**, 7342-7349 (2005).
- [5] J. Skaar, L. Wang and T. Erdogan, "On the synthesis of fiber Bragg gratings by layer-peeling" J. Quantum Electron. **37**, 165-173 (2001).
- [6] S. Dyer et al., "Low-coherence interferometry measurements of fiber Bragg grating dispersion" Electron. Lett. **35**, 165-173 (1999).
- [7] M. Froggatt, T. Erdogan, J. Moore, and S. Shenk, "Optical frequency domain characterization (OFDC) of dispersion in optical fiber Bragg gratings" in Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides, OSA Technical Digest Series, paper FF2 (1999).
- [8] H. Storoy, H. Engan, B. Sahlgren et al., "Position weighting of fiber Bragg gratings for bandpass filtering" Opt. Lett. **22**, 784-786 (1997).
- [9] J. Skaar and R. Feced, "Reconstruction of gratings from noisy reflection data" J. Opt. Soc. Am. A. **19**, 2229-2237 (2002).

ÉTUDE EXPERIMENTALE D'UN CAPTEUR DE PRESSION DYNAMIQUE A BASE DE LASER A FIBRE OPTIQUE POUR LA DETECTION DE LA TRANSITION LAMINAIRE / TURBULENT A LA SURFACE D'UNE AILE D'AVION

Olivier Vaudel¹, Stéphanie Molin¹, Alain Seraudie², Maxime Forte², Daniel Dolfi¹,
Pascale Nouchi¹, Daniel Arnal², Martine Doisy³, Jacques Mandle⁴

¹ Thales Research & Technology. 1 avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau Cedex. France

² ONERA. BP74025, 2 avenue E. Belin, 31055 Toulouse Cedex 4. France

³ Thales Underwater Systems. 525 rue des Dolines – BP157, 06903 Sophia-Antipolis Cedex. France

⁴ Thales Avionics. 25 rue Jules-Vedrines, 26027 Valence. France

olivier.vaudel@thalesgroup.com

RÉSUMÉ

Nous présentons dans cet article des résultats concernant la détermination de la nature de la couche limite à la surface d'une aile d'avion. Nous utilisons pour cela une cavité laser à fibre optique intégrée dans un matériau carbone composite. Nous montrons que ce capteur permet de différencier le type d'écoulement aérodynamique à la surface de l'aile (laminaire, intermittent ou turbulent) par la mesure des fluctuations de pression existant dans la couche limite.

Les résultats présentés dans cet article ont été obtenus lors d'une collaboration entre Thales et l'ONERA dans le cadre du projet Joint Technology Initiative Cleansky Smart Fixed Wing Aircraft (JTI-SFWA - contrat n°CSJU-GAM-SFWA-2008-001) financé par le 7ème Framework Program de l'Union Européenne.

MOTS-CLEFS : *laser à fibre DFB, capteur aérodynamique, transition laminaire / turbulente, JTI Cleansky SFWA*

1. INTRODUCTION

Les capteurs à fibre optique ont pris une place importante dans l'industrie pour des mesures de pression, température, déformation... [1]. Si de tels capteurs ont acquis la maturité technologique dans différents domaines d'application (BTP par exemple), leur potentiel est activement étudié pour des applications dans l'aéronautique [2], [3]. Les résultats présentés dans cette communication ont été obtenus dans le cadre du projet européen JTI-SFWA ayant pour but l'étude et le développement de technologies innovantes visant à réduire l'impact environnemental du transport aérien. Une approche consiste à diminuer la traînée de frottement d'un avion, et donc sa consommation de carburant, en agissant à terme sur la géométrie du profil de l'aile afin de conserver un écoulement laminaire sur une partie de sa surface la plus grande possible.

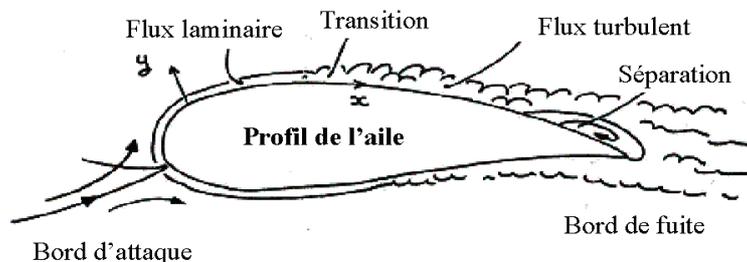


Fig. 1 : Schéma de l'écoulement aérodynamique à la surface d'une aile d'avion.

Pour rétroagir sur la forme de l'aile, il est nécessaire de connaître la nature de la couche limite en « temps réel » et à différents endroits (cf Fig. 1). Les variations dynamiques de pression

sur la paroi de l'aile sont une signature locale et instantanée du régime aérodynamique. Une telle mesure est inexistante sur les avions actuels, bien que certains capteurs (comme les capteurs à films chauds) puissent être mis en œuvre pour des essais spécifiques de démonstration de technologies.

Dans ce cadre, notre étude consiste à mesurer les fluctuations de pression à l'aide d'un capteur à base de laser à fibre optique dopée et à comparer ces mesures avec celles obtenues par un capteur à film chaud qui sert ici de référence. En effet, ce type de capteur est bien maîtrisé et largement utilisé par l'ONERA pour détecter la transition de couche limite lors d'essais en vol ou en soufflerie [4]. Les variations de pression attendues à la surface de l'aile sont en effet de l'ordre du Pascal à quelques centaines de Hertz en laminaire et de l'ordre de la dizaine de Pa à quelques kHz en régime turbulent.

2. DESCRIPTION DU CAPTEUR ET DU SYSTEME D'INTERROGATION

Le capteur de pression étudié consiste en une cavité laser à fibre à contre-réaction distribuée (DFB-FL) [5] intégrée dans l'aile. Deux réseaux de Bragg de quelques centimètres de long, séparés par un saut de phase de π ont été gravés par Quantel Lasers dans une fibre dopée erbium.

Ce DFB-FL est pompé à 1480 nm et émet à 1,55 μm . La fréquence optique émise par le laser est directement proportionnelle à la longueur de la cavité : toute contrainte modulant cette longueur induit une modulation de fréquence laser. Le capteur ainsi obtenu est interrogé grâce à un système optoélectronique de démodulation de fréquence permettant de convertir les variations de pression au voisinage de la cavité en variations d'amplitude électrique facilement observables sur un oscilloscope.

3. MISE EN ŒUVRE DU CAPTEUR ET TEST EN SOUFFLERIE

Suite aux travaux réalisés en 2009 par Thales et l'ONERA mettant en évidence la possibilité d'utiliser ce capteur pour l'application visée [6], nous avons procédé à l'intégration de DFB-FL dans des plaques de matériau composite en carbone, telle que présentée Fig. 2 ci-dessous, et ce afin d'étudier le comportement du capteur dans un matériau réaliste utilisé dans le domaine aéronautique.

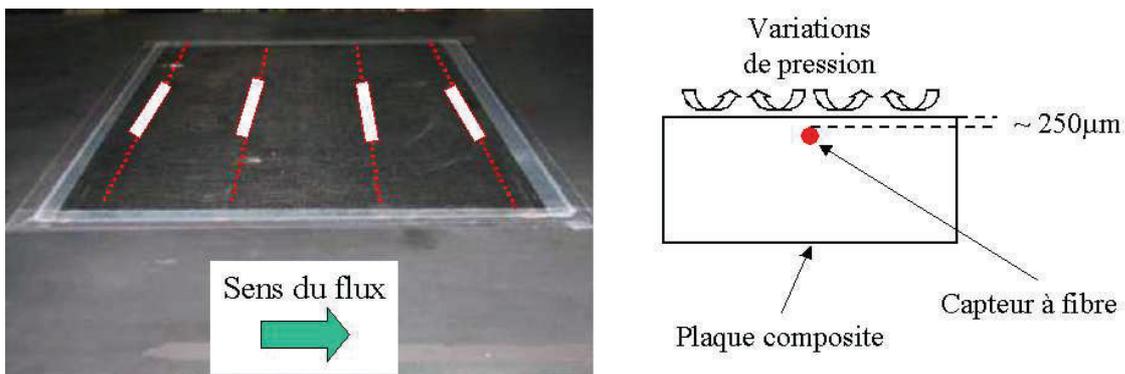


Fig. 2 À gauche : photo d'un insert en carbone contenant 4 capteurs en parallèle; à droite, schéma (en coupe) du capteur intégré dans une plaque composite.

Le capteur est inséré dans le matériau carbone au moment de sa fabrication et placé à environ 250 μm sous la surface supérieure. Les extrémités de fibre optique entrent et sortent de l'insert par la face inférieure de la plaque afin de ne pas perturber l'écoulement sur la surface d'intérêt. L'insert est monté à la paroi d'une maquette simplifiée d'aile d'avion en bois ($\sim 120 \times 60$ cm) qui est elle-même installée dans la soufflerie basse vitesse du Centre de Toulouse de l'ONERA [7].

Finalement, une fibre de départ de plusieurs mètres permet de relier le capteur et le système de pompage / interrogation situé dans la salle de commande de la soufflerie et à terme, dans la

cabine de l'avion. Deux films chauds ont également été disposés sur la plaque de manière à valider le capteur optique.

4. RESULTATS ET PERSPECTIVES

La Fig. 3 présente les signaux issus d'un des capteurs à fibre (en bleu) et du film chaud (en rouge) pour les trois configurations aérodynamiques possibles : laminaire, intermittent et turbulent. En augmentant la vitesse de l'écoulement (permettant, sur un capteur, de faire passer la couche limite d'un régime laminaire à un régime turbulent), les signaux deviennent plus amples et contiennent de plus hautes fréquences, montrant la capacité du capteur optique à différencier la nature de la couche limite à la surface de l'aile, et ce même sous 250 μm de matériau composite.

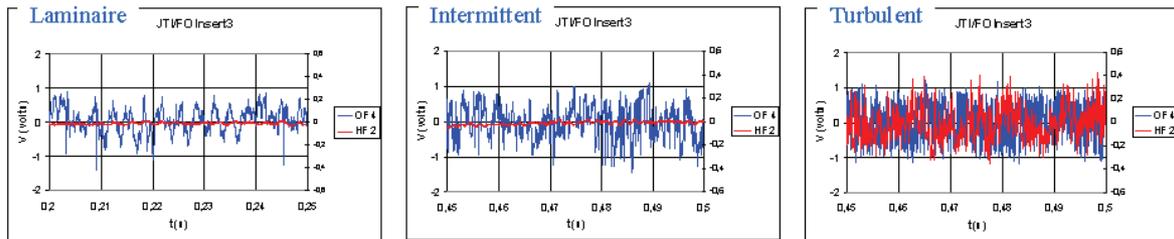


Fig. 3 Évolutions temporelles des signaux issus du capteur pour les trois types d'écoulements aérodynamiques possibles (laminaire, intermittent, turbulent).

Ces premiers résultats ouvrent la voie à une mise en œuvre grandeur réelle de plusieurs capteurs mis en série (par multiplexage en longueur d'onde par exemple) afin de mailler une surface étendue de l'aile d'un avion.

CONCLUSION

Nous avons présenté dans cet article un capteur de pression dynamique basé sur un laser à fibre dopée utilisé afin de déterminer la nature de la couche limite à la surface d'une aile d'avion. Nous avons montré que le capteur est toujours opérationnel même s'il est inséré dans une plaque de matériau composite. Il peut donc prétendre à une intégration dans une véritable aile d'avion afin de déterminer la nature du flux aérodynamique présent à sa surface.

Nous remercions Quantel Laser pour la fourniture et les échanges techniques concernant les lasers à fibre DFB utilisés dans le cadre des travaux présentés dans cet article.

REFERENCES

- [1] <http://www.club-cmoi.fr/>
- [2] E. Chehura *et al.*, "Pressure measurements on aircraft wing using phase-shifted fibre Bragg grating sensors," Proc. SPIE, vol 7503, 750334-1.
- [3] J. Bentell *et al.*, "250 kHz sampling rate FBG interrogator with strong anti-aliasing signal processing," Proc. SPIE, vol 7503, 75034S-1.
- [4] D. Arnal et J.C. Juillen, "Three-dimensional transition studies at ONERA/CERT," AIAA paper 87-1335, 1987.
- [5] S. Foster, "Dynamical noise in single mode distributed feedback laser," IEEE JQE **40**(7), 2004.
- [6] S. Molin *et al.*, "Experimental study for the detection of the "laminar/turbulent" aerodynamic transition on a wing aircraft, using fiber optic sensors," Conférence EWOFS, Porto (Portugal), papier SIV-102.
- [7] A. Seraudie et M. Forte, 2011, JTI-SFWA WP1.3.7 : Study of the detection of laminar-turbulent transition on a wing using optical fibre sensors (Phase 2), ONERA Technical Report 11/16609 DAAP/DMAE, Cleansky SFWA-ITD Confidential.

DURCISSEMENT AUX RADIATIONS DE FIBRES OPTIQUES DOPEES TERRES RARES ET D'AMPLIFICATEURS A FIBRES OPTIQUES

Marilena Vivona^{1,3,4}, Sylvain Girard², Claude Marcandella², Emmanuel Pinsard³, Arnaud Laurent³, Thierry Robin³, Benoit Cadier³, Marco Cannas⁴, Aziz Boukenter¹, Youcef Ouerdane¹

¹ *Laboratoire Hubert Curien, UMR CNRS 5516, 42000 Saint-Etienne, France*

² *CEA, DAM, DIF, 91297 Arpajon, France*

³ *iXFiber SAS, Rue P. Sabatier, 22300 Lannion, France*

⁴ *Dipartimento di Fisica, Università di Palermo, I-90123 Palermo, Italy*

marilena.vivona@univ-st-etienne.fr

RÉSUMÉ

Cette étude vise à comprendre les effets d'une irradiation γ sur les propriétés optiques et structurales des fibres dopées aux Terres Rares en vue de leur utilisation dans des amplificateurs à fibre réalisés pour des applications spatiales. L'enjeu majeur de durcissement de ces composants est abordé via des techniques telles que le chargement en hydrogène et/ou le co-dopage au Cérium du cœur des fibres optiques. L'identification des centres responsables de l'atténuation induite par irradiation et la compréhension des mécanismes de dégradation mis en jeu sont des étapes indispensables au développement de ces fibres.

MOTS-CLEFS : *fibres optiques actives ; terres rares ; radiations ; durcissement*

1. INTRODUCTION

Ces dernières années, les fibres optiques dopées aux Terres Rares (TR) sont devenues un sujet de plus en plus étudié, car elles sont largement utilisées en tant que milieux actifs dans des systèmes optiques, tels que les lasers et les amplificateurs à fibre. Très présents dans le domaine des télécommunications, grâce à leur haute performance d'amplification du signal et à leurs poids et volume faibles, les amplificateurs à fibres codopées Erbium-Ytterbium (EYDFAs) sont devenus un élément essentiel des systèmes installés à bord des satellites et autres engins spatiaux. Dans ce contexte, l'étude des effets des rayonnements ionisants sur les propriétés optiques des fibres dopées aux TR devient prépondérante [1,2]. La formation et la transformation de défauts ponctuels générés lors de l'exposition aux radiations sont responsables de l'augmentation de l'atténuation autour des longueurs d'onde de la pompe et du signal (RIA) ce qui a des conséquences majeures sur la performance des EYDFAs [3]. Le durcissement de ces fibres est donc aujourd'hui crucial non seulement en vue du développement des EYDFAs dans l'espace mais aussi afin d'étendre leurs domaines d'emploi auprès d'autres environnements radiatifs. Peu de travaux ont été dédiés à la caractérisation de telles fibres optiques dans une configuration active (avec pompage des ions de Terres Rares durant le test). D'un côté, ces études sont utiles pour comprendre les mécanismes physiques à l'origine de la dégradation des fibres dopées sous irradiation, de l'autre elles permettent de prédire leur tolérance/vulnérabilité lors des profils d'emploi visés.

2. PROCEDURE EXPERIMENTALE

Les échantillons étudiés sont deux prototypes de fibres optiques, dopées aux TR et leurs versions hydrogénées (48 h, 192 bars, 80 °C), fabriquées par iXFiber SAS selon le procès MCVD [4]. Les cœurs des échantillons ont été dopés aux ions de TR par une technique de dopage en solution. La fibre I est dopée avec de ions Yb³⁺ et Er³⁺, dans un rapport Yb/Er égal à 21; la fibre J est la copie de la fibre I, mais avec un ajout de Cérium à la composition de la matrice vitreuse, selon un rapport Yb/Ce égal à 2. Du phosphore (~12% en poids) est incorporé dans les cœurs des deux fibres optiques afin de faciliter le transfert d'énergie entre les ions Yb et Er et d'augmenter

l'efficacité d'émission autour de 1550 nm [5]. Ces fibres ont une architecture double gaine (DC) avec une géométrie octogonale pour faciliter l'interaction entre le signal de pompe dans la gaine interne et les ions TR dans le cœur. La conception de ces fibres a découlé d'études antérieures qui nous ont permis d'apprécier une amélioration de la tenue sous irradiations pour les fibres codopées Erbium-Ytterbium en matrice phospho-silicate. Les deux fibres ont été analysées dans une configuration active avec une longueur de 12 m exposée à un rayonnement γ . La position calibrée de la source ^{60}Co détermine un débit de dose d'environ 0,3 rad/s et des doses totales jusqu'à ~ 125 krad ont été considérées. Ce faible débit de dose est choisi car plus typique de l'environnement spatial, où ces fibres seront utilisées.

La Fig.1 illustre le design des amplificateurs optiques analysés (en configuration contra-propagative). Une pompe multi-mode (MM) et une diode (DFB) donnent respectivement le signal à 915 nm de pompage (quelques W) dans la gaine interne et le signal (dizaines de mW) à 1545 nm dans le cœur. Le signal transmis est acquis par un puissance-mètre (PWM) et par un analyseur de spectres (OSA) pour enregistrer les éventuels changements des propriétés spectrales. De plus, nous avons analysé le niveau de l'ESA (en contra-propagative) vers 1000 nm. Des mesures complémentaires ont été effectuées pour étudier les effets du rayonnement sur l'atténuation induite aux longueurs d'onde de la pompe et du signal transmis (915 nm et 1550 nm). Ce type de mesures a été mené sur une préforme élaborée *ad hoc* (préforme L, dopée P et Ce en cœur) et sur sa version hydrogénée.

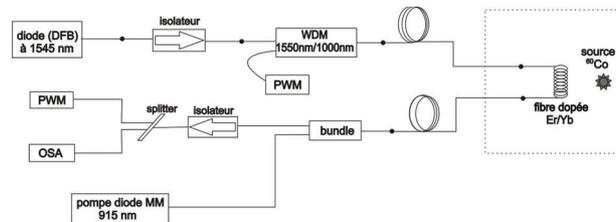


Fig. 1 : Installation expérimentale utilisée pour la caractérisation des fibres dopées TR dans leur configuration active sous rayonnement γ .

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX/DISCUSSION

La Fig. 2 compare les évolutions de RIA en fonction de la dose pour les deux fibres I (sans Ce) et J (avec Ce) et leurs versions hydrogénées (fibres Ih et Jh). Ces résultats montrent qu'aussi bien le chargement d'hydrogène que le co-dopage au Ce améliorent la réponse de la fibre sous irradiation γ . Les différents effets liés aux deux traitements sont évidents : avec l'ajout de Ce, la croissance de la RIA suit encore une exponentielle de saturation qui implique la compétition entre des phénomènes de formation et de guérison (par recombinaison et/ou par épuisement de chromophores) de défauts. En revanche, l'hydrogénation, indépendamment de la présence de Ce, induit une croissance exponentielle des pertes induites, tout en permettant de diminuer le niveau de pertes induites.

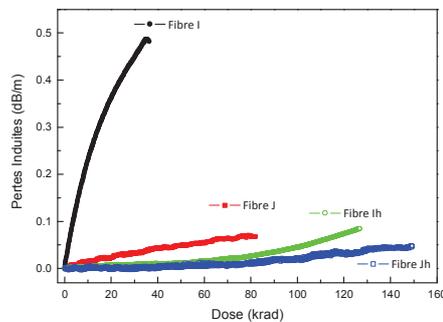


Fig. 2 : Evolution des pertes induites en fonction de la dose pour les fibres I et J et leurs versions hydrogénées, Ih et Jh.

Dans la Fig. 3, les courbes de puissance transmise en configuration passive du signal à 1550 nm (panneau a) et de la pompe à 915 nm (panneau b), sont illustrées.

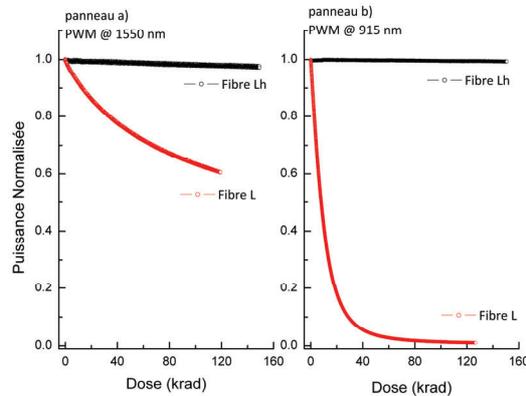


Fig. 3 : Puissance normalisée transmise du signal (1550 nm, panneau a) et de la pompe (915 nm, panneau b) dans la fibre L et sa version hydrogénée.

Ces courbes mettent en évidence que les mécanismes de dégradations de la transmission des fibres sont dus à la matrice plus qu'au dopage en luminophores terres-rares. La matrice phospho-silicate hydrogénée a une meilleure tenue à la radiation, aussi bien à la longueur d'onde de la pompe qu'à celle du signal et cet effet donne une première explication qualitative pour le bas niveau des pertes induites dans ce cas (fibre Ih et Jh).

La seule présence du Ce (comparaison entre les fibres I et J en Fig. 2) permet une amélioration notable des performances. Ces fibres à cœur phospho-silicate ont été étudiées de manière diffuse sous irradiation pulsée et continue et certains mécanismes induits par l'irradiation sont connus [6]. Le Ce, dans son état de valence 3+, possède une grande probabilité de piégeage de trous, donc il peut limiter la formation des défauts liés au P ce qui se traduit par une diminution des pertes induites à la longueur d'onde du signal.

CONCLUSION

Nous avons étudié en configuration active des fibres optiques dopées aux TR sous irradiation γ à faible débit de dose. Nos résultats montrent que le codopage au Ce et le chargement en hydrogène améliorent les performances de ces fibres pour des applications en environnements radiatifs. Un choix judicieux des dopants montre que l'on peut limiter efficacement la dégradation du transfert énergétique entre les ions Yb et Er pendant l'irradiation. Des mesures spectroscopiques sont en cours pour mieux comprendre les mécanismes impliqués dans la dégradation du signal.

REFERENCES

- [1] R. B. J. Lewis, E. S. R. Sikora, J. V. Wright, R. H. West, S. Dowling, *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 1589-1591, 1992.
- [2] G. M. Williams, E. J. Friebele, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 45, pp. 1531-1536, 1998
- [3] S. Girard, B. Tortech, E. Régner, M. van Uffelen, A. Gusarov, Y. Ouerdane, J. Baggio, P. Paillet, V. Ferlet-Cavrois, A. Boukenter, J.-P. Meunier, F. Berghmans, J. R. Schwank, M. R. Shaneyfelt, J.A. Felix, E. W. Blackmore, H. Thienpont, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 54, pp. 2426-2434, 2007.
- [4] <http://www.ixfiber.com>
- [5] B.-C. Hwang, S. Jiang, T. Luo, J. Watson, G. Sorbello, N. Peyghambarian, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 17, pp. 833-839, 2000
- [6] S. Girard, A. Boukenter, Y. Ouerdane, J.-P. Meunier, J. Keurinck, *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 322, pp. 78-83, 2003

AUGMENTATION DU CONTRASTE ET COMPRESSION D'IMPULSIONS FEMTOSECONDES ISSUES D'UN AMPLIFICATEUR A FIBRE DE FORTE ENERGIE

Yoann Zaouter,^{1*} Lourdes Patricia Ramirez,² Dimitrios N. Papadopoulos,³ Clemens Hönniger,¹ Marc Hanna,² Frédéric Druon,² Eric Mottay¹, Patrick Georges²

¹ *Amplitude Systèmes, 6 allée du Doyen Georges Brus, 33600 Pessac, France*

² *Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS, Université Paris Sud, RD 128, 91127 Palaiseau Cedex, France*

³ *Institut de la Lumière Extrême, CNRS, Ecole Polytechnique, ENSTA Paristech, Institut d'Optique, Université Paris Sud, 91127 Palaiseau Cedex, France*

yzaouter@amplitude-systemes.com

RÉSUMÉ

Nous présentons l'utilisation de la génération d'onde à polarisation croisée comme moyen d'augmentation du contraste et de post-compression d'impulsions femtoseconde produites par un amplificateur à fibre à dérive de fréquence de fortes énergies. Le processus non-linéaire mis en jeu dans un cristal de BaF₂ permet d'obtenir une efficacité de conversion de 20 % ainsi qu'un facteur de compression allant jusqu'à 3.5 et une augmentation inhérente du contraste cohérent. Ainsi, nous rapportons la génération d'impulsions de 37 μJ, 115 fs à partir d'une source délivrant 200 μJ, 405 fs à une cadence de 100 kHz.

MOTS-CLEFS : *Fibre microstructurée ; Ytterbium, Non-linéaire, Amplificateur*

1. INTRODUCTION

Le contraste temporel est une des propriétés essentielles des sources laser ultracourtes utilisées pour les expériences de physique des champs forts. La génération d'onde à polarisation croisée (XPW de l'anglais cross-polarized wave), avec une unique démonstration autour de 1 μm, est désormais largement utilisée pour augmenter le contraste cohérent des amplificateurs d'impulsions ultracourtes Ti:Saphir [1,2]. Cependant, ces dernières présentent de fortes limitations quant à la montée en puissance moyenne (supérieure à 10 W) et en cadence (supérieure à 100 kHz) provenant de propriétés spectroscopiques et thermiques défavorables et à l'augmentation de la complexité des moyens de pompage.

Durant la dernière décennie, les amplificateurs d'impulsions femtoseconde fondés sur les fibres optiques dopées aux ions Ytterbium ont permis, grâce à leurs propriétés thermiques particulièrement avantageuses et au guidage simultané de la pompe et du signal, la génération de presque 1kW de puissance moyenne avec un faisceau limité par diffraction. L'augmentation de l'énergie et de la puissance crête de ces systèmes ont également considérablement augmenté et sont désormais compatibles avec les expériences de physique de champ fort comme la génération d'harmoniques d'ordres élevés. Néanmoins, la bande de gain limitée de ces sources empêche généralement la production d'impulsions d'une durée inférieure à 400 fs. Par ailleurs, la structure fortement confinante de la fibre et l'accumulation de phase non-linéaire produite lors de l'amplification limitent l'énergie, la qualité temporelle et le contraste cohérent des impulsions.

Nous proposons dans ce travail d'utiliser la technique de XPW à la sortie d'un amplificateur à fibre à dérive de fréquence de l'état de l'art délivrant jusqu'à 200 μJ d'énergie après compression dans des impulsions de 405 fs à la longueur d'onde centrale de 1030 nm et à une cadence de 100 kHz afin d'obtenir des impulsions de très bonne qualité temporelle avec un contraste cohérent et incohérent largement améliorés. L'utilisation et le contrôle au sein du même cristal d'auto-modulation de phase (SPM) et de modulation de phase croisée (XPM) permettent d'obtenir les

impulsions plus courtes. Ainsi, nous avons produit des impulsions comprimées 115 fs avec une énergie de 37 μJ à 100 kHz, correspondant à une puissance moyenne de 3.7 W. Le profil temporel des impulsions est excellent avec un rapport de Stehl temporel de 93%.

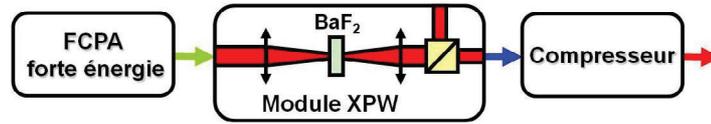


Fig. 1 : Schéma expérimental

Le schéma expérimental est décrit sur la Fig. 1. L'amplificateur à fibre utilisé comme injecteur au module de XPW est fondé sur le principe d'amplification à dérive de fréquence. Des impulsions de faibles énergies produites par un oscillateur d'impulsions femtoseconde fonctionnant à la cadence de 25 MHz sont étirées temporellement sous l'effet d'une dérive de fréquence positive. La puissance crête des impulsions est alors très fortement réduite et permet l'amplification des impulsions dans l'amplificateur à fibre tout en se prémunissant de l'accumulation excessive de phase non-linéaire. Parallèlement à l'étirement temporel, la cadence des impulsions est également réduite à l'aide d'un modulateur acousto-optique. L'amplificateur est fondé sur une fibre microstructurée de type barreau possédant un cœur monomode de 80 μm de diamètre. Par ailleurs, une gaine de pompe multimode de 200 μm de diamètre, délimitée par une barrière de trou d'air, permet un pompage aisé de la fibre. Cette fibre de 80 cm de longueur est pompée à 976 nm par une diode laser de 90 W fibrée sur 400 μm (ouverture numérique de 0.2). Après amplification, les impulsions de forte énergie sont isolées optiquement, afin de protéger l'amplificateur de retours éventuels, avant d'être comprimées à l'aide d'une séquence dispersive à base de réseaux de diffraction. Enfin, les impulsions sont envoyées vers l'étage de filtrage non-linéaire composé d'un cristal de BaF_2 de 4 mm de longueur placé entre deux polariseurs croisés et deux lentilles de focale 200 mm. La position du cristal entre le télescope est ajustée pour maximiser la production d'onde à polarisation croisée tout en prévenant l'endommagement du cristal. A la sortie de cet étage non-linéaire, une ligne dispersive réglable est ajoutée afin de compenser la dispersion résiduelle avec une efficacité de 92.5%.

L'énergie en sortie de l'étage de nettoyage temporel (avant compression) ainsi que l'efficacité de conversion XPW équivalente est montrée sur la Fig. 2(a) en fonction de l'énergie d'entrée délivrée par l'amplificateur forte énergie. Pour des énergies inférieures à 100 μJ , l'approximation du régime non-saturé reste valide et est visible dans la dépendance cubique de l'énergie de sortie. Pour des énergies / intensités plus importantes, les effets de saturation et de déphasage entre la pompe et l'onde XPW provoquent une saturation progressive du transfert d'énergie. Ainsi, l'efficacité maximale, obtenue avant génération de lumière blanche dans le cristal, est de 20.5 % à 200 μJ d'énergie d'entrée. Le cristal de BaF_2 n'étant pas traité, l'efficacité réelle de conversion est de 25 % ce qui correspond à une efficacité remarquable pour une configuration à un seul cristal. La Figure 2(b) quant à elle montre les spectres des impulsions avant et après le module non-linéaire aux énergies les plus élevées. Le spectre XPW présente un élargissement significatif, d'un facteur 2 pour atteindre 12 nm, ainsi qu'une reformation vers une forme gaussienne. Une compression temporelle est donc envisageable.

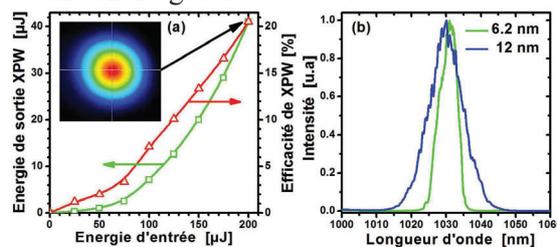


Fig. 2 : (a) Caractéristique de sortie (carré vert) et efficacité de conversion XPW (triangle rouge) avec un profil du faisceau généré. (b) Spectre d'entrée (vert) et de sortie (bleu) du module

Les propriétés temporelles des impulsions à divers endroits du système sont représentées en Fig. 3. Les données expérimentales sont obtenues en utilisant un autocorrelateur multicoups et un FROG monocoup. Les impulsions de 200 μJ issues de l'amplificateur ont une durée de 405 fs pour une largeur spectrale de 6.4 nm et présentent un piédestal induit par une compensation non-optimale de la dispersion et des effets non-linéaires. Le procédé de filtrage temporel fondé sur l'utilisation de la génération d'onde à polarisation croisée est connu pour réduire de manière considérable les distorsions de phase. Après le module XPW, une durée d'impulsion réduite d'un facteur 1.2 est mesurée. Cette réduction de la durée temporelle est inférieure au facteur 1.7 généralement attendu en régime non-saturé mais permet néanmoins de générer des impulsions nettoyées de leur piédestal et d'une durée de 340 fs. La mesure de type FROG nous a par ailleurs permis d'observer une phase résiduelle compressible. Après compression par une ligne dispersive fondée sur un réseau de diffraction possédant une densité de traits de 1250 tr/mm, une durée d'impulsion de 115 fs (produit temps – bande passante = 0.42) est mesurée pour des impulsions de 37 μJ i.e. 320 MW de puissance crête. Cela correspond à une compression temporelle record d'un facteur 3.5, 35 % plus importante que la plus forte compression jusqu'alors observée par la XPW à 800 nm. La transmission en puissance crête, définie comme le rapport des puissances crêtes après XPW et en sortie d'amplificateur, atteint elle aussi un niveau record de 0.65.

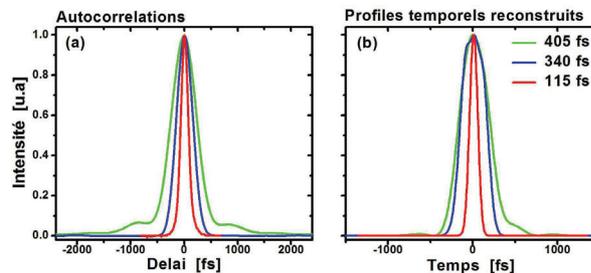


Fig. 2 : (a) Profils d'autocorrelations et (b) profils temporels retrouvés par FROG des impulsions (vert) en sortie de l'amplificateur, (bleu) en sortie du module de XPW et (rouge) après compression.

En conclusion, nous avons démontré la première utilisation de la technique de filtrage temporel par XPW sur un amplificateur à fibre à dérive de fréquence de forte énergie. Le processus de XPW, assisté par la SPM et la XPM, permet d'éliminer le piédestal de l'impulsion d'origine tout en en diminuant la durée d'un facteur 3.5. Par ailleurs, la puissance de 4.1 W générée par un seul étage de XPW est la plus importante démontrée jusqu'à présent. La puissance crête après filtrage atteint 320 MW (37 μJ dans 115 fs) et correspond à une transmission en puissance crête de 0.65. Les auteurs pensent que cette source peut être intégrée au sein d'une architecture de double CPA afin de produire des impulsions ayant une puissance crête supérieure au GW.

RÉFÉRENCES

- [1] A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J.-P. Rousseau, J.-P. Chambaret, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, S. M. Saltiel, *Optics Letters* 30, 920-922 (2005). P. Kaiser, E. A. J. Marcatili, and S. E. Miller, "A New Optical Fiber," *Bell. Syst. Tech. J.*, vol. 52, pp. 265-269, 1973.
- [2] A. Jullien, J.-P. Rousseau, B. Mercier, L. Antonucci, O. Albert, G. Chériaux, S. Kourtev, N. Minkovski, S. M. Saltiel, *Optics Letters* 33, 2353--2355 (2008).
- [3] T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limper, A. Tünnermann, *Optics Letters* 35, 94-96 (2010)
- [4] J. Bouillet, Y. Zaouter, J. Limpert, S. Petit, Y. Mairesse, B. Fabre, J. Higuët, E. Mével, E. Constant, and E. Cormier, *Optics Letters* 34, 1489-1491 (2009).
- [5] Y. Zaouter, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, J. Bouillet, L. Huang, C. Agueraray, F. Druon, E. Mottay, P. Georges, and E. Cormier, *Optics Letters* 33, 107-109 (2008).
- [7] L. P. Ramirez, D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Georges, F. Druon, P. Monot, A. Ricci, A. Jullien, X. Chen, J. P. Rousseau, and R. Lopez-Martens, *Optics Express* 19, 93-98 (2011).

À LA LUMIÈRE DU LASER : LA BRETAGNE UNIT SES FORCES POUR FÊTER LE CINQUANTENAIRE DU LASER

**Thierry Chartier^{1,2}, Esther Heinrich^{1,2}, Sylvain Fève^{1,2}, Pascal Besnard^{1,2}, Danielle Graviou^{1,2},
Jean-Claude Simon^{1,2}**

¹ Université européenne de Bretagne, 5 Boulevard Laënnec, 35000 Rennes, France

² CNRS, Foton (UMR 6082), Enssat, 6 rue de Kerampont, 22300 Lannion, France

thierry.chartier@enssat.fr

L'année 2010 fut l'année des 50 ans de l'invention du laser. Le laboratoire CNRS Foton et l'Enssat ont saisi cette opportunité exceptionnelle pour rassembler des acteurs régionaux complémentaires [1]. Tout au long de l'année 2010, l'opération « A la lumière du laser » [2] a proposé une programmation dense et diversifiée, adaptée à chaque catégorie de public : scolaires, étudiants, enseignants, chercheurs, entreprises et grand public. Différents outils pédagogiques et des moyens de communication spécifiques ont été développés. Citons par exemple :

- des valises pédagogiques, des expositions itinérantes et une maquette laser ;
- un site web de ressources pédagogiques sur les lasers [3] ;
- un ouvrage : « Le laser et ses applications, 50 ans après son invention » sous la direction de P. Besnard et P.-N. Favennec, Hermes Science Publications, 2010 ;
- des conférences (pour la formation des enseignants, des étudiants, des professionnels et du grand public) dont certaines sont disponibles en vidéo [4];
- un colloque scientifique national « Du laser aux systèmes fibrés, 50 ans d'innovation au service de tous ! » ;
- un documentaire de 52 min : « Laser et chercheurs : des protagonistes discrets » de Nicola Satta et Maud Gicquel-Guezo ;
- des spectacles de théâtre scientifique ;
- des éditions spéciales (Sciences Ouest, Amplitel) ;
- etc.

Le bilan de l'opération fait état de plus de 100 actions proposées dans 22 villes bretonnes (Brest, Lannion, Rennes, St Briec, ...). Au final, ce sont quelques 33 000 personnes qui ont été touchées par l'opération « A la lumière du laser ».

REMERCIEMENTS

Cette opération a bénéficié du soutien du Conseil Régional de Bretagne, de Lannion-Trégor-Agglomération, du Conseil Général des Côtes d'Armor, de Rennes Métropole, de l'Université de Rennes 1, du CNRS, de la Chambre de Commerce et d'Industrie des Côtes d'Armor, de l'Insa de Rennes, du pôle Images & Réseaux, de Captronic, de Keopsys, d'Idil, de Yenista, de Manlight, d'Ixfiber, de Quantel, de Laseo, d'Oxxius et de la Ville de Lannion.

RÉFÉRENCES

- [1] Les partenaires de l'opération sont : Enssat, Foton, Adit, Abret la clé des sciences, Apast, Cité des télécoms, CNRS, Enib, Espace des sciences, pôle Images et Réseaux, Insa Rennes, IPR, IUT de Lannion, Lycée Félix Le Dantec, Institut Maupertuis, Meito, Perfos, Université de Bretagne Occidentale, Université de Bretagne Sud, Université de Rennes 1.
- [2] www.laser50ans-bretagne.fr
- [3] www.abret.asso.fr/50ansdulaser/pages_web/page_titre.html
- [4] <http://www.canal-u.education.fr/producteurs/enssat/>

Transmission d'un signal par voie optique

*N. Chateur et L. Gallais
Ecole Centrale Marseille*

Les télécommunications sont un domaine en plein essor du fait de la multiplication des services et des besoins accrus en transmission de débit. Le choix d'un support de transmission est un critère important dans la phase de conception d'un système de communication. En effet la conception d'un système de communication passe, avant toute chose, par la définition des performances que doit avoir le support de transmission : distance de communication, bande passante et immunité électromagnétique sont autant de grandeurs qui caractérisent ces supports.

Ce support de transmission peut être le cuivre avec les câbles coaxiaux, la silice ou le plastique avec les fibres optiques ou bien encore l'air dans le cas des liaisons hertziennes ou en espace libre. Les systèmes de télécommunications par fibre optique se sont imposés du fait de leur propriétés exceptionnelles en termes de bande-passante, d'atténuation,...et sont actuellement massivement utilisées.

Le montage proposé a pour objectif de présenter aux élèves de collège et de lycée les principes de base du fonctionnement d'un système de transmission optique, par le biais de plusieurs démonstrations : transmission d'un signal audio ou vidéo (voix ou image des étudiants) par fibre optique plastique, silice ou en espace libre. Ces montages simples sont utilisés lors de manifestations et permettent de discuter des propriétés des fibres en terme de bande passante, atténuation,...

Une mallette pédagogique pour l'holographie

Alexandre Escarguel

Espace Science et Culture de l'Université de Provence (ESCUP), case 1, 3 place Victor Hugo, 13331
Marseille Cedex 3 / Laboratoire PIIM, UMR 6633 CNRS, case 321, Université de Provence, av. Escadrille
Normandie-Niemen, 13397 Marseille Cedex 20, France.

alexandre.escarguel@univ-provence.fr

RÉSUMÉ

J'ai réalisé une mallette pédagogique dédiée à l'holographie dans le cadre des actions de diffusion scientifique de l'Espace Science et Culture de l'Université de Provence (ESCUP). La mallette comprend le matériel complet pour réaliser des hologrammes avec un montage simple, particulièrement robuste vis à vis des vibrations. Ce dispositif est utilisé pour l'enseignement à l'université (licence et master), lors des rencontres entre chercheurs et élèves du secondaire (ateliers ESCUP), ainsi que dans le cadre de la formation continue des enseignants du secondaire. Elle est aussi prêtée à des enseignants qui veulent développer un projet pédagogique sur ce thème.

MOTS-CLEFS : *holographie ; interférences ; laser ; pédagogie*

Le principe de l'holographie a été inventé par D. Gabor en 1948 alors qu'il cherchait à améliorer la résolution des microscopes électroniques [1]. Les images en trois dimensions obtenues par cette technique sont réalisées à l'aide d'une source de lumière cohérente (laser) et sont particulièrement réalistes et impressionnantes. Les hologrammes intriguent et permettent d'aborder de nombreux principes physiques d'un niveau variable selon le public visé (propriétés des lasers, couleurs, cohérence, interférences, interférométrie, HVD,...). Cependant, la technique est en général extrêmement sensible aux vibrations parasites.

La mallette holographique présentée à ce congrès est très facilement transportable dans une petite valise et permet de réaliser des hologrammes à peu près n'importe où, pour peu qu'on dispose d'un peu d'obscurité, d'un accès à l'électricité et d'un point d'eau à proximité. Le montage est simple et est optimisé pour être extrêmement robuste vis à vis des vibrations [2]. Il s'inspire de la technique mise au point par Youri Denysiuk [3], lui même s'inspirant des travaux de Gabriel Lippmann sur la photographie interférentielle [4].

Le dispositif est prévu pour être utilisé par des enseignants ayant suivi une formation d'une journée sur l'holographie. Il est aussi utilisé lors de démonstrations devant des élèves du secondaire, ou dans le cadre de filières licence et master de l'université. Une démonstration au cours du congrès permettra de voir son fonctionnement. Le montage permet de faire des hologrammes par réflexion observables en lumière blanche, et il est possible d'illustrer le principe de l'interférométrie holographique, du multiplexage angulaire utilisé dans les HVD, et des filtres holographique « notch » utilisés notamment en spectroscopie Raman.

RÉFÉRENCES

- [1] D. Gabor, "A new microscopic principle," *Nature* 161, pp. 777-778, 1948
- [2] A. Escarguel, accepté pour publication au « Journal sur l'enseignement des sciences et technologies de l'information et des systèmes », mars 2011.
- [3] Denisyuk, Yu. N., "Photographic Reconstruction of the Optical Properties of an Object in its Own Scattered Radiation", *Dokl. Akad. Nauk. SSR*, 144, 1275- 1278 (1962)
- [4] G. Lippmann, "La photographie des couleurs," *Comptes Rendues des Scéances de l'Académie des Sciences*, Paris, 112, pp. 274-275, 1891

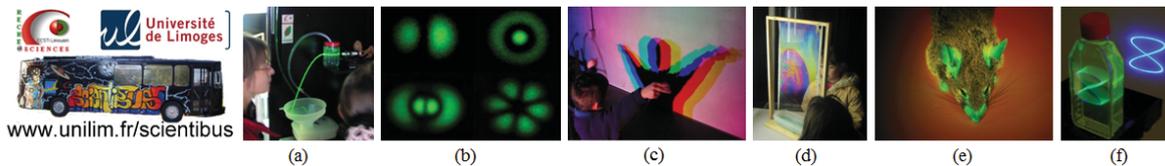
L'OPTIQUE POUR LA PROMOTION DES SCIENCES DANS LE SCIENTIBUS

Frédéric Louradour, Dominique Pagnoux.

Faculté des Sciences et Techniques de Limoges, 123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges cedex
frederic.louradour@xlim.fr

SCIENTIBUS est un laboratoire ambulant opérationnel depuis 2003 dont les objectifs sont la promotion des filières d'enseignement scientifique, la promotion de la recherche scientifique et la diffusion de la culture scientifique. Cette initiative menée par la Faculté des Sciences de Limoges est soutenue par l'université de Limoges, par RECREASCIENCES-CCSTI Limousin, par le Conseil Régional du Limousin et par le CNAM Limousin. Elle profite également de collaborations fréquentes avec les équipes de recherche, les pôles de compétitivité et les PME de haute technologie de la région Limousin. L'équipe d'animation de SCIENTIBUS comprend une trentaine de personnes dont des chercheurs CNRS, des enseignants-chercheurs et des doctorants moniteurs. SCIENTIBUS permet à ces professionnels de la recherche scientifique d'aller vers les scolaires et le grand public au rythme d'une trentaine de journées par an.

L'optique est particulièrement présente dans SCIENTIBUS. Science diffusante, l'optique est parfaitement adaptée pour la mise en scène directe et spectaculaire des autres disciplines comme la chimie (expérience de chimiluminescence ou de cristallisation), la biologie (expérience de fluorescence), la géologie (expérience d'imagerie entre polariseur et analyseurs croisé et fluorescence de minéraux), la physique (expérience de stroboscopie appliquée à des systèmes vibrants) ...



Exemples d'expériences d'optique présentes dans le SCIENTIBUS : (a) guidage de la lumière dans un filet d'eau par réflexion totale ; (b) excitation sélective des modes d'une fibre optique ; (c) synthèse trichrome ; (d) franges d'égale épaisseur en lumière blanche à la surface d'un fil de savon ; (e) fluorescence d'une souris GFP ; (f) balayage laser. A découvrir aussi dans SCIENTIBUS : un hologramme monumental, les fibres optiques, l'usinage laser, la phosphorescence, le spectre de la lumière visible, le photochromisme et les ultraviolets, la photoélasticimétrie, etc. ...

En 2010 SCIENTIBUS a participé de façon très active à la célébration des 50 ans du laser en partenariat avec les pôles de compétitivité Elopsys et ALPHA Route des Lasers à travers l'organisation d'actions phares à l'extérieur de son périmètre habituel d'intervention (une semaine en région bordelaise, une journée à l'Ecole Polytechnique à Palaiseau et 6 mois d'exposition au Musée des Arts et Métiers à Paris). De nombreuses expériences spécifiques issues de la recherche ont été installées dans SCIENTIBUS à cette occasion : mesure de la vitesse de la lumière, communications optiques en espace libre et par fibre optique, génération d'un continuum de lumière blanche (laser microchip et fibre non linéaire microstructurée), doublage de fréquence optique, modes transverses d'un laser Hene, exposition de composants optiques, usinage et prototypage laser, imagerie de fluorescence par balayage, thermographie infrarouge 10 microns. Dans cette configuration très « optique » SCIENTIBUS a accueilli de nombreux visiteurs parmi lesquels M. Thomas BAER, directeur du département Photonique de l'université de Stanford en Californie et président de la Société d'Optique américaine (OSA). Cet hôte prestigieux a affirmé dans un reportage télévisé « n'avoir jamais rien vu de tel aux USA ». « C'est unique ce bus qui voyage pour présenter ces formidables expériences. » a t'il conclu.

Accompagnement, suivi et insertion professionnelle des étudiants

Agnès Maître, Université Pierre et Marie Curie

agnes.maitre@insp.upmc.fr

Dans la dernière année d'étude, l'insertion professionnelle des étudiants est un point clé dans le pilotage d'une formation et dans les préoccupations des étudiants. Les choix assez déterminants vis-à-vis de leur orientation qu'ils sont amenés à faire cette année là peuvent être difficiles. Aussi l'accompagnement de l'équipe pédagogique peut jouer un rôle important dans leur avenir. Après leur insertion dans la vie professionnelle, le lien entre les anciens, l'équipe pédagogique et les étudiants est un atout important aussi bien pour les jeunes que pour les diplômés.

Ce poster présentera certains des outils mis en place en master 2^(a) pour accompagner les étudiants et les diplômés :

- des outils d'ordre pédagogique (formulation du projet professionnel, recherche et suivi de stages) seront abordés.
- des outils d'ordre social : constitution du réseau des anciens (suivi des cohortes, réseau social (viadeo), rencontres intergénérationnelles)
- des outils personnels : questionnaires de personnalités utilisés par les recruteurs (SOSIE)

^(a) Master recherche « LUmière, Matière : Mesures Extrêmes » et master professionnel « Lasers, Matériaux, Milieux Biologiques » de la spécialité Optique Matière Plasmas

UN LASER A IMPULSIONS ULTRA-BREVES POUR L'ENSEIGNEMENT

Florent Margailan, Catherine Schwob

Centre d'Instrumentation Laser, Master de Physique et Applications, Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu, 75252 Paris cedex 05, France

schwob@insp.jussieu.fr

RÉSUMÉ

Le Centre d'Instrumentation Laser de l'UPMC, service d'enseignement dédié aux lasers et à leurs applications, a récemment acquis un laser Ti :Sa femtoseconde. Notre objectif est d'initier les étudiants, principalement au niveau master, à la manipulation d'un appareil de haute technologie, semblable à ceux utilisés dans les laboratoires de recherche, et à la découverte de sa physique et des applications associées.

MOTS-CLEFS : *laser femtoseconde, auto-corrélateur en intensité, supercontinuum*

Nous avons acquis un laser Ti :Sa femtoseconde (MIRA 900 – Cohérent) pompé par un laser Nd :YAG doublé (Verdi 5W- Cohérent) et délivrant des impulsions de l'ordre de 100 fs . Sa cavité ouverte permet l'accès aux différents éléments optiques qui la composent et donc à l'étude des phénomènes physiques qui régissent ce type de laser (prismes pour la compensation de la dispersion de la vitesse de groupe, fente d'ouverture variable pour l'autofocalisation, filtre de Lyot pour la sélection de la fréquence centrale d'émission). Les modes de fonctionnement continu et impulsif peuvent être étudiés indépendamment.

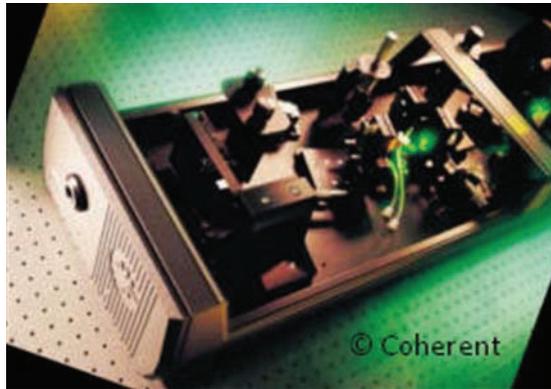


Fig 1 : Laser femtoseconde MIRA 900 (Cohérent)

Les différentes grandeurs caractéristiques de l'émission sont accessibles : mesure de la puissance moyenne, du taux de répétition, du spectre d'émission. De plus, afin de mesurer la durée de l'impulsion, un autocorrélateur en intensité a été développé à l'occasion d'un projet expérimental au niveau M1.

Notre objectif à terme est de développer des applications autour de ce laser. La première étape dans cette direction a consisté à coupler le faisceau de sortie dans une fibre à cristaux photoniques afin de générer un super-continuum.

L'ABRET la clé des sciences présente " A LA LUMIERE DES LASERS "

Victor Riche, Michel Tréheux

*ABRET, la clé des sciences, Cosmopolis, 22560 Pleumeur Bodou – France
victor.riche@abret.asso.fr*

Le laser vient de fêter ses 50 ans en 2010.

Loin de n'être qu'un objet de science-fiction, nous le croisons tous les jours et l'utilisons sans le savoir. Il nous est même devenu indispensable.

A l'occasion de cet anniversaire, l'ABRET¹, la clé des sciences, CCSTI² labellisé, basé à Lannion, a décidé de réaliser, avec le soutien de ses partenaires scientifiques³, différents outils pédagogiques.

Ceux-ci présentent, de façon simple et ludique, les particularités des lasers ainsi que leurs applications les plus courantes ou les plus surprenantes.

A ce titre, deux expositions posters «A la lumière des lasers»⁽⁴⁾ et «Les Hommes de la lumière»⁽⁵⁾, neuf valises pédagogiques et expérimentales⁽⁶⁾, une maquette de laser⁽⁷⁾ et un site internet ressources⁽⁸⁾ ont été mis en place par nos services.

Ces différentes ressources, finalisées en septembre 2010, ont été présentées depuis, aussi bien par les animateurs que par nos partenaires scientifiques, dans de nombreux établissements scolaires bretons (écoles, collèges et lycéens) ou lors des festivals de Culture Scientifique (Fête de la science, Griffons la science) organisés par nos services.

A ce jour, plus de 20 000 personnes et 160 classes ont ainsi pu découvrir, par l'intermédiaire de ces outils, les enjeux et progrès liés à la technologie Laser.

REMERCIEMENTS

Les auteurs souhaitent remercier les personnels du laboratoire Foton et de l'Enssat (*coordination des "50 ans du lasers Bretagne, validation scientifique des expositions, cahier des charges de 3 valises pédagogiques*), des Ecoles supérieures et Instituts Enib, Insa, IPR et IUFM de Saint-Brieuc (*cahier des charges des 6 autres valises pédagogiques*) ainsi que l'Apast (*validation scientifique des expositions*).

Ces réalisations ont bénéficié du soutien financier du Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche, du Conseil Régional de Bretagne, du Conseil général des Côtes d'Armor.

RÉFÉRENCES

[1] ABRET = Association Bretonne pour la Recherche Et la Technologie

[2] CCSTI = Centre de Culture Scientifique, Technique et Industrielle

[3] Partenaires scientifiques : spécialistes bretons de la photonique (CNRS Foton, Enssat, Enib, Insa, IPR)

[4] Exposition « A la lumière des lasers » composée des panneaux suivants : Titre | Remerciements | Les hommes de la lumière | Bretagne et laser | La lumière en 2 mots | Propriétés de la lumière | Lumière et couleurs | Propriétés de la lumière (2) | LASER | Fonctionnement d'un laser | La puissance d'un laser | Les différents types de laser | Des lasers si différents | Le laser et ses applications | Télécoms et disque compact | Industrie et médecine | Recherche et défense | ...et dans notre vie quotidienne

[5] Exposition « Les Hommes de la lumière » composée des panneaux suivants : Titre | Remerciements | Descartes | Huygens | Newton | Young | Fresnel | Maxwell | Planck | Bohr | Einstein | Kastler | Townes | Schawlow | Maiman

[6] Valises pédagogiques proposant les thèmes suivants : Fontaine lumineuse | Optique géométrique | Diffraction | Couleur | Laser et lumière blanche | Holographie | Fonctionnement du CD Laser | Transmission d'informations par fibre optique | Application du laser

[7] Maquette de laser «Tu lases ou tu looses ?»

[8] Site internet ressources = www.abret.asso.fr

EXPÉRIENCE DE DÉMONSTRATION D'UNE PHASE GÉOMÉTRIQUE : LA PHASE DE PANCHARATNAM

Jérémy Riquet, Hugo Bitard, Gérard Tréneç, Alexandre Gauguet, Matthias Büchner, Jacques Vigué et Cécile Robillard

*Laboratoire Collisions, Agrégats, Réactivité, IRSAMC, Université de Toulouse-UPS et
CNRS - UMR 5589, 31062 Toulouse France*

En 1956, S. Pancharatnam [1] a étudié de manière générale les interférences en lumière polarisée. Il a montré l'existence d'une phase supplémentaire quand un faisceau revient à son état de polarisation original après trois changements de polarisation. Cette phase est égale à $-\Omega/2$ où Ω est l'angle solide découpé par le trajet de la polarisation sur la sphère de Poincaré. Ce résultat est un précurseur direct de la phase de Berry [2] pour l'évolution adiabatique. L'analogie entre évolution d'un spin 1/2 en présence d'un champ magnétique de module constant mais de direction variable et évolution de la polarisation d'un faisceau lumineux en présence de lames cristallines est complète. La connexion entre les deux domaines a été faite par M. Berry [3] en 1987.

Nous avons reproduit une expérience très simple de T.H. Chyba et collaborateurs [4] utilisant un interféromètre de Michelson illuminé en lumière polarisée linéairement. Dans un des bras, on place deux lames quart d'onde, l'une fixe avec ses axes à 45° de la polarisation incidente, et l'autre tournant à vitesse constante dans son plan. Chaque fois que la lame tournante effectue 1/2 tour, la phase de Pancharatnam augmente de 2π , et on voit défiler une frange sur le faisceau de sortie de l'interféromètre. Ce défilement des franges, qui se produit sans aucune discontinuité, peut continuer indéfiniment et donner l'illusion d'un mouvement perpétuel !

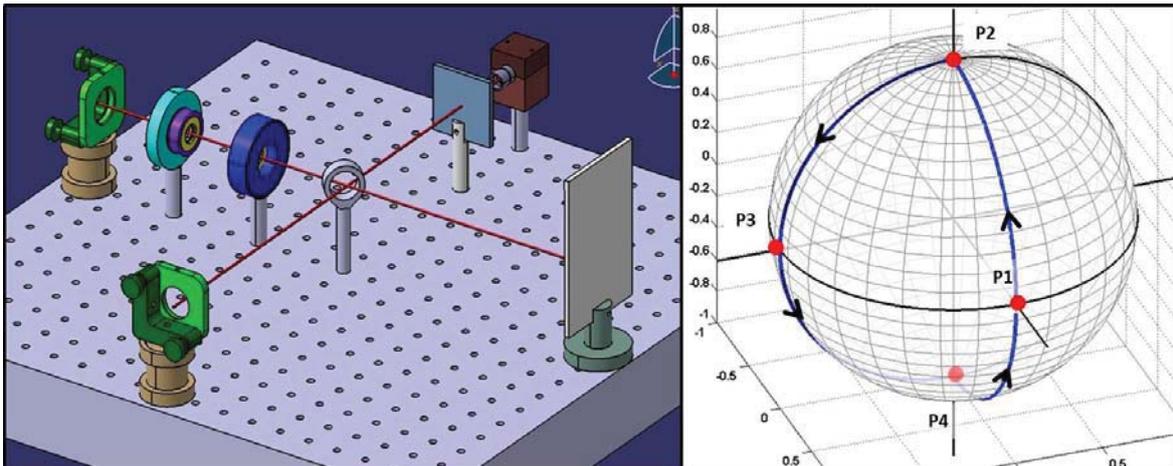


Fig. 1 : (à gauche) L'interféromètre de Michelson.

(à droite) Evolution de la polarisation sur la sphère de Poincaré. Le faisceau initialement polarisé linéairement (P1) est transformé en polarisation circulaire (P2) puis redevient linéaire (P3) après passage dans la deuxième lame : l'angle entre P1 et P3 dépend directement de l'orientation de la deuxième lame. Le passage au retour dans les deux lames permet de revenir à la polarisation initiale (P1).

RÉFÉRENCES

- [1] S. Pancharatnam, Proceedings of the Indian Academy of Sciences A Vol **XLIV**, 247-262 (1956) reproduit dans A. Shapere and F. Wilczek, Geometric phases in physics (World Scientific ed. 1989)
- [2] M.V. Berry, Proc. Royal Soc. London A, **392**, 45-57 (1984)
- [3] M.V. Berry, J. Modern Optics **34**, 1401-1407 (1987)
- [4] T.H. Chyba, L.J. Wang, L. Mandel and R. Simon, Opt. Lett. **13**, 562-564 (1988)

INDEX DES AUTEURS

Aassime, A.	206	Blondy, P.	194
Akrouf, A.	35	Boisse-Laporte, C.	99
Alexandrou, A.	47	Bondi, A.	206
Alouini, M.	26	Bonnefont, S.	67, 119, 200
Amra, C.	275	Bonod, N.	312
Amy-Klein, A.	315	Bouazaoui, M.	251
Andriukatis, G.	266	Boucher, Y.	149
Andronico, A.	327	Bouchoule, S.	164, 215
Anfray, T.	131, 324	Boudine, B.	224
Arguel, P.	67, 200	Boudrioua, A.	44, 164, 215, 224
Arlandis, J.	119	Bougioukos, M.	158
Armaroli, A.	35	Boukenter, A.	354
Arnal, D.	351	Boullet, J.	8
Aschiéri, P.	333	Bourderionnet, J.	26
Attia, R.	125	Bourdon, P.	17, 263, 300
Aubin, G.	233	Boutin, A.	58
Aubry, N.	5	Boutria, M.	128
Audo, F.	122	Bouwman, G.	93, 102, 105, 108, 251, 336
Auffret, Y.	122	Boyer, P.	152, 185
Auguste, J.-L.	137, 339	Boyko, O.	200
Aupetit-Berthelemot, C.	131, 324	Brahmi, H.	155, 158
Ausserré, D.	275	Bramerie, L.	35, 87, 90
Azarian, A.	263	Brasse, G.	117, 303
Bacquet, D.	102	Braud, A.	117
Bahloul, F.	125	Brenier, A.	5
Baida, F.	128, 185, 272	Bretenaker, F.	26
Balac, S.	203	Brilland, L.	90, 182, 227
Baldi, P.	333	Brunina, D.	61
Balembois, F.	5	Büchner, M.	368
Baltuska, A.	266	Bureau, B.	330
Barry, T.	131, 324	Burov, E.	342
Barthélémy, A.	73	Cadier, B.	20, 248, 354
Bartolacci, C.	248	Cadoret, K.	263
Barviau, B.	93, 134, 242, 297	Cambril, E.	215
Bathula, B.	61	Campos, J.	119
Bayard, B.	254	Camy, P.	117, 330
Baz, A.	105	Canat, G.	182, 263, 300
Beaudou, B.	137	Cances, J.P.	131
Beaure D'Augères, P.	203	Cannas, M.	354
Beauvillain, P.	206	Capoen, B.	251
Bêche, B.	230, 292, 294	Cardin, J.	309
Beck, G.	108, 239	Carré, A.	230
Bellanca, G.	35	Centeno, E.	119
Bello-Doua, R.	8	Chaieb, A.	224
Ben Abdallah, M.	140	Chakaroun, M.	164, 215
Benabid, F.	99, 137	Chambaret, J.P.	82
Benayad, A.	117	Chan-Shin-Yu, K.	67, 200
Benchabane, S.	333	Chanclou, P.	49
Benech, P.	167	Chanteau, B.	315
Bentivegna, F.	149	Chanteloup, J.C.	245
Berger, P.	26	Chardonnet, C.	315
Bergman, K.	61	Charlet, G.	58
Besnard, P.	227, 257, 361	Charpentier, F.	330
Bétourné, A.	182	Charpentier, T.	179
Beugnot, J.-C.	102, 336	Charraut, D.	152, 185
Bidault, S.	312	Chartier, T.	90, 203, 277, 361
Bigo, S.	58	Chassagneux, F.	251
Bigot, L.	93, 105, 108, 239, 251	Chateur, N.	362
Bigourd, D.	143	Cheng, Y.	137
Bitard, H.	368	Ciret, C.	161
Blanc, W.	146, 289	Claveau, R.	52
Blondy, J.-M.	99, 137, 303, 339	Cluzel, B.	32

Coda, V.	161	Fehrembach, A.-L.	67, 200
Coens, A.	164	Ferdinand, P.	140, 280
Collin, S.	321	Fernandez, A.	203
Colman, P.	35, 87	Fève, S.	361
Combrié, S.	35, 87	Février, M.	206
Coolen, L.	209	Fevrier, S.	170, 245
Cormier, E.	8, 11, 245, 266, 318	Finot, C.	52, 188, 221
Costa E Silva, Marcia	90	Fischer, A.	44, 164, 215
Coulombier, Q.	182	Forte, M.	351
Courjaud, A.	117	Foubert, K.	32
Crawford, A.	8	Fourmigué, J.-M.	5
Creux, A.	167	Frederich, H.	209
Crunteanu, A.	194	Freysz, E.	14
Dagens, B.	206	Fsaïfes, I.	348
Daniault, L.	17	Ftaich-Frigui, B.	131, 324
Dauliat, R.	170	Gabet, R.	348
Daxhelet, X.	345	Gaborel, G.	137
De Fornel, F.	32	Gadret, G.	197
De Mengin Poirier, M.	173	Gallais, L.	362
De Micheli, M.	333	Gaponov, D.	170, 245
De Rossi, A.	35, 87	Garg, A.	61
Debord, B.	99	Garnache, A.	212
Delacour, C.	206	Gauguet, A.	368
Délen, X.	5	Gauthier-Lafaye, O.	67, 119, 200
Delezoïde, C.	64	Gaviot, E.	294
Dellinger, J.	176	Gay, M.	35, 87, 90
Delqué, M.	336	Geffroy, B.	164, 215
Deniel, Q.	23	Genay, N.	23
Derelle, S.	191	Georges, P.	5, 17, 117, 357
Descamps, D.	266	Gérard, P.	254
Deschamps, T.	179	Gérôme, F.	99, 137, 339
Désévéday, F.	197	Ghenuche, P.	321
Desfarges-Berthelemot, A.	194	Giacometti, A.	164, 215
Deslandes, P.	14	Gibert, F.	283
Didierjean, J.	5	Gilard, O.	342
Digonnet, M.	1	Gilles, H.	248, 309
Djogbé, L.	324	Ginovart, F.	203
Doisy, M.	257, 351	Girard, Sylvain	248, 309
Dolfi, D.	26, 76, 351	Girard, Sylvain	354
Dossou, M.	102	Godbout, N.	345
Doualan, J.L.	117, 330	Gogol, P.	206
Douay, M.	108, 111, 245, 348	Gonnet, C.	179
Droques, M.	93	Goular, D.	17, 263
Druon, F.	5, 17, 117, 357	Gourdon, F.	215
Dubard, J.	280	Gralak, B.	260
Dubertret, B.	209	Granger, G.	303
Dubrasquet, R.	8	Graviou, D.	361
Ducci, S.	327	Grillot, F.	218, 233
Dufour, C.	309	Grimm, S.	170
Duhant, M.	182	Grosa, G.	167
Dussardier, B.	146, 289	Grosjean, T.	185
Duvail, J.-L.	230	Grossard, N.	283, 286
Duval, D.	230	Guegan, M.	122, 236
El Eter, A.	185	Guenneau, S.	260
El Hamzaoui, H.	251	Guillosoù, T.	55
El Mansouri, I.	188	Habert, R.	239
El-Amraoui, M.	197	Haboucha, A.	315
Emplit, P.	96	Hadji, E.	32
Ennejah, T.	125	Haelterman, M.	96
Erasmus, D.	23, 155, 158, 218, 233	Hage, C.-H.	52, 221
Escarguel, A.	363	Haïdar, R.	191, 321
Estruch, T.	191	Halaq, H.	254
Fabert, M.	194	Halimi, O.	224
Fabre, N.	164, 215	Halimi, S.	224
Fatome, J.	52, 188, 197	Hanna, M.	17, 357
Favero, I.	327	Hauden, J.	70, 283, 286

Heidmann, S.	173	Lehoucq, G.	35
Heinrich, E.	361	Lemaître, A.	327
Héliot, L.	242	Lemarchand, F.	200, 275
Hernandez, S.	200	Lengle, K.	35, 87, 90
Hey Tow, K.	227, 257	Leo, F.	96
Hideur, A.	11	Leo, G.	327
Hönninger, C.	357	Leprince, P.	99
Huant, S.	115	Leray, A.	242
Huby, N.	230, 292, 294	Leroy, O.	99
Hugonnot, E.	111, 143, 245	Lhermite, H.	294
Humbert, G.	137, 339	Lhermite, J.	11, 266, 318
Jacquemet, M.	29	Likhachev, M.E.	245
Jacquier, B.	146	Lintz, M.	188
Jaeck, J.	191	Liu, Y.	260
Jamier, R.	99	Lombard, L.	17, 263
Jaouen, Y.	55, 263, 348	Lopez, O.	315
Javaux, C.	209	Louradour, F.	73, 364
Jolivet, V.	263	Lourtioz, J.-M.	206
Jules, J.-C.	197	Lozes-Dupuy, F.	119, 200
Jurdyc, A.-M.	146	Luders, U.	309
Kaba, M.	339	Lugan, S.	8
Kalashyan, M.	73	Machinet, G.	11, 266
Karaki, J.	55	Maillotte, H.	70, 336
Kasik, I.	289	Maire, G.	4
Kazmierski, C.	233	Mairesse, Y.	79
Kechaou, K.	218, 233	Maitre, A.	209, 365
Kermène, V.	194	Malaguti, S.	35
Kern, P.	167	Mandle, J.	351
Khaleghi, H.	236	Manquest, C.	327
Kibler, B.	197, 221	Mansuryan, T.	73
Kippenberg, T.	83	Marcandella, C.	354
Kockaert, P.	96	Margaillan, F.	366
Koebele, C.	58	Martel, G.	269
Kudlinski, A.	93, 102, 108, 134, 143, 239, 242, 297, 336	Martial, I.	5
Labat, D.	242	Martin, B.	167
Lablonde, L.	20, 248	Martin, G.	173
Lacourt, P.-A.	286	Martinez, A.	41
Lacroix, S.	345	Maxin, J.	76
Laffont, G.	140, 280	Méchin, D.	90, 227
Lago, L.	111, 143, 245	Megy, R.	206
Lai, C.	61	Ménard, V.	117
Lalanne, P.	38	Mengis, T.	161
Laroche, M.	248, 309	Menif, M.	155, 158
Laude, V.	102	Merghem, K.	41
Laurent, A.	354	Michel, K.	330
Lautru, J.	64	Millaud, A.	348
Laverdant, J.	209	Millot, G.	52
Lavoute, L.	245	Molin, S.	76, 351
Lazoul, M.	44	Moncorgé, R.	117
Le Bidan, R.	55	Monmayrant, A.	67, 119, 200
Le Coarer, E.	167, 173	Montemezzani, G.	161
Le Mercier, E.	29	Morand, A.	167
Le Mounier, F.	283	Moréac, A.	294
Le Rouge, A.	251	Moreau, A.	119
Le, S.D.	90, 277	Morel, P.	236
Lebbou, K.	5	Morin, P.	52
Lebref, R.	29	Morvan, L.	76
Lebreton, A.	49	Mottay, E.	5, 17, 117, 357
Lecaplain, C.	11	Mouradian, L.	73
Lecler, S.	254	Moussa Djama, D.	149
Lederer, F.	38	Mugnier, A.	29, 76, 203, 257
Ledoux-Rak, I.	64	Murano, R.	49
Lee, M.W.	70, 297, 336	Mussot, A.	93, 96, 111, 134, 143, 239, 242, 245, 297
Lefebvre, M.	300	Myara, M.	342
Lefort, C.	73	Nazabal, V.	330
Léguillon, Y.	257	Ndao, A.	272

Ndiaye, C.	275	Rockstuhl, C.	38
Ngo, M.N.	23	Rolly, B.	312
Nguyen, C.T.	64	Roncin, V.	315
Nguyen, D.M.	90, 277	Rosales, R.	41
Nguyen, T.N.	35	Roussel, N.	140
Nguyen, T.-N.	182	Roy, P.	170
Nouchi, P.	351	Royon, R.	11, 318
Obaton, A.-F.	280	Saby, J.	14
Ollier, N.	179	Sakat, E.	321
Ouerdane, Y.	303, 354	Salhi, M.	125
Oussaid, R.	128	Salin, F.	14
Pagnoux, D.	364	Salokatve, A.	20
Panizza, P.	294	Salsac, M.	64
Papadopoulos, D.	117, 357	Salsi, M.	58
Pardo, F.	321	Salvi, J.	272
Paul, T.	38	Sangla, Damien	14
Pawela, Y.	283, 286	Sangla, Damien	5
Pelouard, J.-L.	321	Santarelli, G.	315
Peng, L.-H.	44	Sanya, M.F.	131, 324
Penninckx, D.	245	Sarger, L.	318
Pérennou, A.	122	Sauviac, B.	254
Peretti, R.	146	Savanier, M.	327
Perhirin, S.	122	Schuster, K.	170
Perrodin, D.	5	Schwob, C.	209, 366
Peterka, P.	289	Sebais, M.	224
Peyrade, D.	32	Sentenac, A.	67, 200
Picard, E.	32	Seraudie, A.	351
Picozzi, A.	84	Sharaiha, A.	236
Pillet, G.	76	Shum, P.	339
Pincemin, E.	55	Siebold, M.	117
Pinsard, E.	354	Signoret, P.	342
Pitois, S.	52, 188	Sillard, P.	58
Pluchon, D.	230, 292, 294	Simohamed, L.M.	44
Poinsot, C.	330	Simon, J.C.	87, 361
Pollès, R.	119	Smektala, F.	182, 197
Poumellec, B.	348	Smigaj, W.	38
Primot, J.	191	Solard, J.	215
Provost, J.-G.	218	Sottom, M.	342
Pugzlys, A.	266	Sperti, D.	58
Pureur, D.	29, 76, 203, 257	Spriet, C.	242
Quetel, L.	330	Starecki, F.	330
Quidant, R.	114	Stepanenko, O.	333
Quillier, E.	333	Stiller, B.	70, 297, 336
Quintard, V.	122	Stout, B.	312
Quiquempois, Y.	105	Sun, J.	339
Rabine, O.	20	Suret, P.	84
Ragueh, A.	297	Sylvestre, T.	70, 297, 336
Raharimanitra, F.	49	Szriftgiser, P.	102
Ramdane, A.	41	Takakura, Y.	254
Ramirez, P.	357	Taki, M.	96
Rampone, T.	236	Talneau, A.	200
Randoux, S.	84	Tchelnokov, A.	206
Régnier, E.	342	Theurez, B.	218, 233
Reichel, J.	116	Thévenaz, L.	70
Renard, W.	182, 300	Thomas, F.	173
Renversez, G.	182	Thomas, J.	342
Restoin, C.	303	Thual, M.	35, 90, 277
Ricaud, S.	117	Tillement, O.	5
Riche, V.	367	Tissot, V.	52
Ripault, Q.	306	Toupin, P.	90, 227
Riquet, J.	368	Tousignant, M.	345
Robert, S.	254	Traynor, N.	8
Robilliard, C.	368	Tregoat, D.	227
Robin, T.	20, 248, 354	Tréheux, M.	367
Roblin, M.	309	Tréneç, G.	368
Rochard, P.	35	Trillo, S.	35

Troles, J.	90, 182, 227, 330	Virally, S.	345
Tronche, H.	333	Vivona, M.	354
Trousselier, L.	342	Wang, C.	280
Tsyier, S.	348	Ware, C.	61
Vagne, Q.	272	Wen, F.	209
Van Labecke, D.	128, 152	Yang, J.	38
Vanvincq, O.	134	Ylä-Jarkko, K.	20
Vasseur, O.	263	Yvernault, P.	348
Vaudel, O.	351	Zaouter, Y.	5, 17, 357
Veziin, H.	179	Zerrad, M.	275
Vianou, A.	324	Zhang, Wenjia	61
Vigué, J.	368	Zyss, J.	64
Vilcot, J.-P.	108		
Vincent, G.	321		

2011 Optique Marseille

Ce congrès a été organisé avec le soutien de :

