

optique



2015
bretagne

COLOQ HORIZONS JNOG JRIOA JNCO CLUBS



ACTES DE CONFÉRENCE
Horizons de l'Optique

Horizons

HORIZONS de l'Optique est le congrès général biennal de la Société Française d'Optique organisé régulièrement depuis 1980. Il a vocation à regrouper l'ensemble des acteurs français, aussi bien académiques qu'industriels, poursuivant des activités de recherche et développement dans tous les domaines de l'optique et de la photonique. Cette diversité favorise les échanges fructueux entre spécialistes de domaines différents mais connexes.

Le programme d'HORIZONS comporte des **conférences générales invitées**, données par des scientifiques de haut niveau, faisant le point sur des thèmes d'actualité.

Sans exhaustivité, **les thèmes** mis en avant cette année recouvrent :

- La **biophotonique** et les nouvelles techniques de microscopie à haute résolution
- **l'optique en champ proche** et les propriétés optique de nano-objets
- les techniques de **nanostucturation** par voie optique
- la **phononique** et les phénomènes couplant acoustique et photons
- l'optique pour **le spatial**

HORIZONS de l'Optique accueille de plus en plus en 2015 une session spécifique dédiée au **Club Optique et Micro-Ondes** (présidé par **Anne-Laure BILLABERT**).

Toutes les autres contributions sont **sous forme d'affiches** afin en particulier de permettre à un grand nombre de jeunes chercheurs de présenter leurs travaux à l'ensemble de la communauté.

Tous les thèmes de l'optique/photonique non couverts par les autres clubs présents à Optique Bretagne 2015 (Coloq, JNOG, JNCO, JRIOA, photonique organique, nanophotonique) sont éligibles à une communication par poster à HORIZONS de l'Optique.

TABLE DES MATIERES

Lundi 6 juillet 2015

14:00 - Session Plénière 1 - Cérémonie d'Ouverture

Amphi Louis Antoine

14:00	Discours d'accueil Optique Bretagne 2015 <i>M. Alouini, P. Besnard, J.-J. Aubert, C. Subran, D. Alis et T. Georges</i> Dept Optique et Photonique, Institut de Physique de Rennes	1
14:45	Contribution des sciences arabes du VIIIe au XVIIe siècle à l'histoire mondiale de l'optique <i>A. Djebbar</i> Université des Sciences et des Technologies de Lille	3

16:00 - Session Horizons de l'Optique 1 - Optique et Micro Ondes

Amphi E

16:00	Introduction <i>A.-L. Billabert et P. Nouchi</i> CNAM	6
16:10	Processus atomique pour le renversement temporel de signaux radiofréquences <i>A. Louchet-Chauvet, H. Linget, T. Chanelière, L. Morvan et J.-L. Le Gouët</i> Laboratoire Aimé Cotton	7
16:45	Photonique micro-onde dans les systèmes radars : de la physique des composants aux fonctions de traitement du signal <i>D. Dolfi</i> Thales Research and Technology	9
17:20	Liaison sans fil en gamme THZ à très haut débit à base de composants photoniques <i>G. Ducournau</i> Groupe photonique térahertz	11
17:55	Oscillateurs optoélectroniques : topologies, performances et perspectives <i>O. Llopis</i> CNRS-LAAS	13

Mardi 7 juillet 2015

8:45 - Session Horizons de l'Optique 2 - Optique pour la Biologie

Amphi E

8:45	De la microscopie à la nanoscopie de fluorescence supercritique <i>S. Leveque-Fort</i> Institut des Sciences Moléculaires d'Orsay, UMR 8214	15
9:20	Nouveaux outils pour l'imagerie de molécule unique 3D <i>B. Hajj et M. Dahan</i> Laboratoire Physico Chimie	17
9:55	Microscopie Multiphoton à Feuille de Lumière en Biologie du Développement et en Neurosciences <i>W. Supatto</i> Laboratoire d'Optique et Biosciences	19

16:00 - Session plénière 2

Amphi Louis Antoine

16:00	Nano-optique: une fenêtre inattendue sur les échelles nanométriques <i>M. Orrit</i> Huygens-Kamerlingh Onnes Laboratory, Leiden University	21
16:45	Nano-Optomechanics in a Focused Laser Beam <i>O. Arcizet</i> Institut Néel	24
17:15	Auto-assemblages moléculaires organisés sur graphène : contrôle de l'absorption optique et de la luminescence. <i>S. Le Liepvre, M. Jaouen, T. Sghaier, L. Douillard, C. Fiorini-Debuschert, F. Charra, P. Du, F. Mathevet, D. Kreher et A.-J. Attias</i> Laboratoire de Nanophotonique UMR 3680	26

17:45	Optique adaptative extrême : imagerie en milieux diffusants <i>S. Gigan</i> Laboratoire Kastler-Brossel	29
-------	--	----

Mercredi 8 juillet 2015

8:45 - Session Horizons de l'Optique 3 - Optique et Acoustique

Amphi E

8:45	Métamatériaux : de l'optique aux ondes sismiques <i>S. Brûlé, E. Javelaud, S. Enoch et S. Guenneau</i> Aix Marseille Université, CNRS	31
9:20	Holographie numérique de Fresnel appliquée à l'étude de phénomènes acoustiques <i>P. Picart, G. Penelet, M. Leclercq et V. Tournat</i> Laboratoire d'acoustique de l'université du maine	33
9:55	Diffusion Brillouin et phonons acoustiques dans les fibres optiques sub-Lambda <i>V. Laude, J.-C. Beugnot, H. Maillotte et T. Sylvestre</i> Institut FEMTO-ST UMR CNRS 6174	35

11:00 - Session Horizons de l'Optique 4 - Optique et Espace

Amphi E

11:00	Utilisation de la conversion de fréquence pour l'imagerie stellaire haute résolution <i>L. Grossard, D. Ceus, J.-T. Gomes, R. Baudoin, P. Darré, L. Szemendera, L. Delage et F. Reynaud</i> XLIM, département Photonique, Université de Limoges, UMR CNRS 7252	37
11:30	Projets récents dans le domaine des systèmes optiques orbitaux et les défis de l'observation spatiale <i>J. Berthon</i> CNES	39
12:00	imagerie en flux par microscopie holographique numérique <i>F. Dubois</i> Microgravity Research Centre, Université libre de Bruxelles,	41

16:00 - Session Plénière 3

Amphi Louis Antoine

16:00	Des verres pour voir au-delà du visible <i>J. Lucas, C. Boussard-Plédel, B. Bureau, L. Calvez, V. Nazabal, J. Troles et X. Zhang</i> Laboratoire Verres et Céramiques UMR 6226	43
16:30	L'Yb pour la génération d'impulsions ultracourtes <i>E. Cormier</i> Centre laser intense et applications, université de bordeaux 1	46
17:00	Après les Systèmes de Transmission Optiques, les Technologies Cohérentes Peuvent-Elles Transformer les Réseaux Optiques ? <i>S. Bigo</i> Alcatel-Lucent Bell Laboratories	49
17:30	La photonique silicium pour les communications haut débits <i>D. Marris-Morini</i> Université Paris Sud /IEF	52
18:00	SPHERE, Chasseur de planètes extrasolaires <i>J.-L. Beuzit, A. Costille, K. Dohlen, T. Fusco, D. Mouillet, J.-F. Sauvage et S. Consortium Sphere</i> Université de Grenoble Alpes	55

Jeudi 9 juillet 2015

8:45 - Session Horizons de l'Optique 5 - Nanostructuration

Amphi E

8:45	Piégeage de nano-particules luminescentes utilisant des pinces optiques fibrées <i>J.-B. Decombe, F. Javier Valdivia Valero, G. Dantelle, T. Gacoin, G. Colas Des Francs, S. Huant et J. Fick</i> Institut Néel	58
9:20	Photonique neuromimétique dans un micropilier laser à absorbant saturable <i>F. Selmi, R. Braive, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Kuszelewicz et S. Barbay</i> Laboratoire de Photonique et de Nanostructures	60
9:55	Sondes intégrées résonantes de lumière : micro-résonateurs sur polymères couplés aux technologies et procédés issus de la chimie, des plasmas, de la micro-fluidique et de la biophysique <i>B. Bêche, N. Huby, V. Vié, P. Panizza, H. Lhermite et F. Solal</i> Institut de Physique de Rennes	62

11:00 - Session Horizons de l'Optique 6 - Champ Proche

Amphi E

11:00	Mesure de l'émission thermique et de la densité locale d'états électromagnétique en champ proche <i>Y. De Wilde</i> ESPCI Paris Tech	64
11:30	Electroluminescence de fils moléculaires uniques suspendus dans une jonction plasmonique <i>M. Chong, G. Reecht, H. Bulou, A. Boeglin, F. Scheurer, F. Mathevet et G. Schull</i> Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg	66
12:00	Centre NV du diamant pour la magnétométrie à haute résolution <i>T. Hingant, J.-P. Tetienne, L.J. Martínez, I. Gross, S. Rohart, A. Thiaville, K. García, J.-V. Kim, D. Ravelosona, J.-F. Roch et V. Jacques</i> Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, Université Paris Sud et ENS Cachan, UMR9188	68

14:00 - Session Plénière 4

Amphi Louis Antoine

14:00	L'interférométrie atomique, de la physique fondamentale aux applications <i>P. Bouyer</i> LP2N	70
14:30	Optique quantique aux fréquences micro-ondes avec des spins et des circuits électriques <i>P. Bertet, A. Bienfait, Y. Kubo, C. Grezes, D. Vion, D. Esteve, V. Jacques, J.-F. Roch, J. Isoya, J. Pla, J. Morton, B. Julsgaard et K. Moelmer</i> CEA Saclay	73
15:15	Sources Solides de Lumière: Une révolution dans le monde de l'éclairage <i>G. Zissis</i> LAPLACE - Université Fédérale Toulouse Midi Pyrénées	76

Présentations posters

Session Posters Horizons de l'Optique

P0	Optomécanique intégrée avec des cristaux photoniques : couplage dispersif et dissipatif <i>V. Tsvirkun, A. Surrente, G. Beaudoin, F. Raineri, R. Raj, I. Robert-Philip et R. Braive</i> Laboratoire de Photonique et de Nanostructures	78
P1	Micro-Spectroscopie de Réflectance Diffuse appliquée à la correction de spectres Raman pour le diagnostic in-vivo de la peau. <i>B. Roig, F. Perraut, A. Koenig, J.-M. Dinten, O. Piot et M. Manfait</i> CEA, Leti, MINATEC Campus	80
P2	Diagnostic de bactéries individuelles par spectrométrie Raman assistée par holographie numérique. <i>F. Perraut, A. Douet, M. Kloster-Landsberg, M. Domènès, P. Mahé, P. Joly, A. Novelli-Rousseau, D. Filiputti, G. Perrin et Q. Josso</i> CEA, Leti, MINATEC Campus	82
P3	Conception d'un microspectromètre Raman ultra-sensible pour le diagnostic microbiologique. <i>B. Dutertre, A. Marchant, P. De Bettignies, M. Kloster-Landsberg, A. Douet, A. Novelli-Rousseau, D. Filiputti, P. Joly, I. Espagnon, Q. Josso et E. Perraut</i> CEA, Leti, MINATEC Campus	84
P4	La nanoscopie optique en champ lointain <i>A. Leong-Hoi, P. Montgomery, B. Serio et P. Twardowski</i> Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur, de l'Informatique et de l'Imagerie (ICube)	86
P5	Imagerie SHG résolue en polarisation de la structure du collagène dans les tissus biologiques. <i>C. Teulon, I. Gusachenko, G. Latour et M.-C. Schanne-Klein</i> Laboratoire d'Optique et Biosciences, Ecole Polytechnique, CNRS, Inserm	88
P6	Elements Diffractifs Optiques de Volume à Base de Couches Minces de Chalcogénures Photosensibles <i>A. Joerg et J. Lumeau</i> Aix-Marseille Université, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel, UMR 7249	90
P7	Réduction de bruit d'intensité dans les lasers solides à l'aide d'un réservoir tampon <i>A. El Amili, K. Audo, G. Loas et M. Alouini</i> Dept Optique et Photonique, Institut de Physique de Rennes	92
P8	Imagerie fantôme temporelle : Première démonstration expérimentale <i>P. Ryczkowski, M. Barbier, A. Friberg, J. Dudley et G. Genty</i> Department of Physics, Tampere University of Technology	94
P9	Réalisation de structures sub-micrométriques de forme 'positive' par une photorésine 'positive' <i>Q.C. Tong, M.T. Do, M.T. Do, B. Jourmet, I. Ledoux-Rak et N.D. Lai</i> Laboratoire de photonique quantique et moléculaire, Ecole normale supérieure de Cachan	96
P10	Développement d'optiques moulées multispectrales transparentes du visible à l'infrarouge thermique pour la vision nocturne <i>A. Bréhault, L. Calvez et X. Zhang</i> Institut des Sciences Chimiques de Rennes	98
P11	Quantification du collagène par microscopie non linéaire dans le cadre du diagnostic de la fibrose hépatique <i>D. Sevrain, M. Dubreuil, C. Odin et Y. Le Grand</i> Laboratoire de Spectrométrie et Optique Laser EA 938	100
P12	Imagerie rapide de contraste polarimétrique en une seule mesure par brisure d'orthogonalité <i>N. Ortega-Quijano, J. Fade, E. Schaub, F. Parnet et M. Alouini</i> Dept Optique et Photonique, Institut de Physique de Rennes	102
P13	Méthode analytique d'extraction des paramètres polarimétriques intrinsèques sur des échantillons biréfringents <i>N. Ortega-Quijano, F. Fanjul-Vélez et J. Arce-Diego</i> Dept Optique et Photonique, Institut de Physique de Rennes	104
P14	Modification de la fluorescence de nano-émetteurs par des cristaux photoniques auto-assembles pour la détection de molécules polluantes <i>C. Bourdillon, S. Gam-Derouich, P.N. Hong, P. Bénalloul, L. Coolen, A. Maître, M.C. Fauré, M. Goldmann, C. Mangeney et C. Schwob</i> Institut des NanoSciences de Paris, Université Pierre et Marie Curie	106
P15	Polarimètre de Mueller en réflexion par codage spectral de la polarisation utilisant une swept source à 100 kHz <i>A. Le Gratiet, S. Rivet, M. Dubreuil et Y. Le Grand</i> Laboratoire de Spectrométrie et Optique Laser EA 938	108
P16	Vibrométrie laser par réinjection optique <i>O. Jacquin, V. Girardeau, E. Lacot, O. Hugon et H. Guillet De Chatelus</i> Laboratoire Interdisciplinaire de Physique, Univ. Grenoble Alpes	110
P17	Caractérisation de nanostructures auto-organisées, générées après irradiation d'un matériau par des impulsions laser ultracourtes. <i>C. Hairaye, T. Engel, F. Mermet et J. Fontaine</i> Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur, de l'Informatique et de l'Imagerie (ICube) UDS-CNRS-INSA	112

P18	Cytométrie en flux non invasive par réinjection optique dans un microlaser YAG:Nd <i>O. Hugon, M. Inglebert, O. Jacquin, H. Guillet De Chatelus, E. Lacot, C. Mishah et B. Van Der Sanden</i> Laboratoire Interdisciplinaire de Physique, Univ. Grenoble Alpes	114
P19	Emission et Détection en Régime Multifréquence THz avec une Antenne Photoconductrice pour des Applications en Spectroscopie <i>F.L. Constantin</i> CNRS	116
P20	Caractérisation d'un Element Optique Diffractif Réalisé par Usinage Au Laser A Pulsation Ultra-Courte <i>G. Chabrol, A. Ciceron, P. Pfeiffer, M. Flury et S. Lecler</i> Laboratoire ICube, UMR 7357	118
P21	Caractérisation des points chauds de nano-objets métalliques uniques par analyse conjointe topographie - luminescence à deux photons <i>P. Hsia, S. Marguet, S. Kostsheev, R. Bachelot, L. Douillard, F. Charra et C. Fiorini</i> Laboratoire de Nanophotonique UMR 3680	120
P22	Laser à semiconducteur à 852 nm bifréquence pompé optiquement pour les horloges atomiques CPT <i>P. Dumont, J.-M. Danet, D. Holleville, S. Guérandel, G. Baili, L. Morvan, G. Pillet, D. Dolfi, I. Gozhyk, G. Beaudoin, I. Sagnes, P. Georges et G. Lucas-Leclin</i> Laboratoire Charles Fabry - Institut d'Optique	122
P23	Représentation adaptative optimale d'images polarimétriques pour la détection de balises polarisées à travers le brouillard <i>S. Panigrahi, J. Fade et M. Alouini</i> Dept Optique et Photonique, Institut de Physique de Rennes	124
P24	Fabrication de composants microoptiques par recuit de verre <i>J. Carrion, N. Passilly, J. Albero et C. Gorecki</i> Institut FEMTO-ST	126
P25	Microsystème OCT plein-champ multi-canaux à base de composants MOEMS intégrés verticalement <i>N. Passilly, J. Lullin, S. Perrin, J. Albero, S. Bargiel, L. Froehly et C. Gorecki</i> Institut FEMTO-ST	128
P26	Développement d'un endomicroscope multiphotonique pour l'imagerie biomédicale sans marquage de tissus épais in vivo <i>G. Ducourthial, P. Leclerc, T. Mansuryan, M. Fabert, J. Brevier, R. Habert, F. Braud, A. Kudlinski, R. Batrin, A. Druilhe, C. Vever-Bizet, G. Bourg-Heckly, L. Thiberville et F. Louradour</i> Xlim - Département Photonique	130
P27	Mise en évidence expérimentale de la dualité onde-corpuscule pour les plasmons de surface <i>M.-C. Dheur, E. Devaux, C. Genet, T. Ebbesen, A. Baron, P. Lalanne, J.-P. Hugonin, J.-J. Greffet, G. Messin et F. Marquier</i> Laboratoire Charles Fabry InstitutOptiqueGraduate.School	132
P28	Matrices De Microlentilles En Polymère Fabriquées Par Jet D'Encre Pour La Mise En Forme Sur Mesure De Faisceaux Lasers <i>B. Reig, Y. Zhao, S. Abada, J.B. Doucet, F. Mesnilgrete, E. Daran, T. Camps, V. Conedera et V. Bardinal</i> LAAS CNRS	134
P29	Décalage de la bande de transmission des fibres à bande interdite photonique remplies de liquide avec le contraste d'indice <i>P. Delaye, C. Hastings, A. Laursen, M. Barbier, M.C. Phan Huy, G. Pauliat et S. Lebrun</i> Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud	136
P30	Microscopie tomographique diffractive a résolution isotrope par rotation de spécimen et d'illumination <i>J. Bailleul, B. Simon, M. Debailleul et O. Haeblerl</i> Laboratoire MIPS - Université de Haute-Alsace	138
P31	Statistiques de polarisation en milieux désordonnés : Signatures des milieux diffusants <i>M. Zerrad, A. Ghabbach, G. Soriano et C. Amra</i> Institut FRESNEL	140
P32	Métrologie spatialement résolue des paramètres de polarisation d'un champ de speckle: analyse locale et statistique <i>M. Zerrad, A. Ghabbach, G. Soriano et C. Amra</i> Institut FRESNEL	142
P33	Nanostructuration de film d'or sur verre pour la biodétection par diffusion Raman exaltée de surface et résonance de plasmon de surface <i>J.-F. Bryche, G. Barbillon, A.-L. Coutrot, F. Hamouda, A. Aassime, R. Gillibert, M. Sarkar, A. Olivéro, M. Besbes, P. Gogol, E. Maillart, J. Moreau, M. Lamy De La Chapelle, B. Bartenlian et M. Canva</i> Laboratoire Charles Fabry IOGS UMR CNRS 8501	144
P34	Efficacité spectrale de méta-matériaux thermiques obtenus par application des transformations optiques de l'espace <i>D. Petiteau, S. Guenneau, M. Bellieud, M. Zerrad et C. Amra</i> Institut FRESNEL	146
P35	Vers les Cellules Solaires à Haut Rendement à Base de Composés III-V sur Substrats Bas-coûts de Silicium <i>M. Da Silva, S. Almosni, C. Cornet, A. Letoublon, C. Levallois, A. Rolland, J. Even, L. Pedesseau, S. Wang, A. Le Corre, S. Loualiche, P. Rale, L. Lombez, J.-F. Guillemoles, F. Mandorlo, M. Lemiti et O. Durand</i> FOTON OHM (INSA Rennes)	148

P36	Cinétique de ribosomes eucaryotes individuels par microscopie de fluorescence en réflexion totale <i>N. Barbier, O. Bugaud, N. Fizman, H. Chommy, A. Le Gall, D. Dulin, M. Saguy, K. Perronet, O. Namy et N. Westbrook</i> Laboratoire Charles Fabry, UMR 8501, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris Sud 11	150
P37	Mesure spectralement et angulairement résolue de la lumière diffusée par les filtres interférentiels complexes <i>S. Liukaityte, M. Zerrad, M. Lequime et C. Amra</i> Institut FRESNEL	152
P38	Mesure large bande de la transmission spectrale de filtres optiques complexes présentant des densités supérieures à 12 <i>S. Liukaityte, M. Lequime, M. Zerrad et C. Amra</i> Institut FRESNEL	154
P39	Photo-détecteurs à résonateur de mode guidé en InP/InGaAs <i>M. Verduin, E. Steveler, F. Bai, C. Dupuis, K. Jaworowicz, R. Haidar et J.-L. Pelouard</i> ONERA - The French Aerospace Lab	156
P40	Structuration micrométrique des propriétés optique non linéaire du second ordre de matériaux amorphes <i>F. Bondu, M. Chafer, T. Cardinal, E. Fargin, V. Rodriguez et M. Dussauze</i> Institut des Sciences Moléculaires, Université de Bordeaux	158
P41	Nanosources de Chaleur Photo-induites Activées Uniquement A Grande Vitesse de Balayage Laser <i>Z. Liu, N. Destouches, G. Vitrant, Y. Lefkir, T. Epicier, F. Vocanson, J.-Y. Michalon et S. Bakhti</i> Laboratoire Hubert Curien	160
P42	Laser vert pulsé multifréquence pour le lidar-radar <i>M. Brunel, H. Zhang, M. Romanelli et M. Vallet</i> Dept Optique et Photonique, Institut de Physique de Rennes	162
P43	Oscillateur optoélectronique à gain tout optique <i>O. Lelièvre, P. Berger, G. Baili, G. Pillet et L. Morvan</i> Campus Polytechnique	164
P44	Profilométrie électro-optique THz de résolution spatiale nanométrique <i>G. Vaudel, Z. Ollmann, J. Hebling, V. Gusev, A. Finco et T. Pezeril</i> Institut des Molécules et Matériaux du Mans UMR CNRS 6283	166
P45	Modification d'une Fibre Photonique Commerciale en vue du Développement d'un Endomicroscope Non Linéaire <i>V. Bogard, S. Rivet, M. Dubreuil, N. Fraval, C. Odin, G. Baffet, V. Buhé, L. Misery, F. Bériet et Y. Le Grand</i> UBO	169

Discours d'accueil Optique Bretagne 2015

Mehdi Alouini¹, Pascal Besnard²

¹*Institut de Physique de Rennes UMR CNRS 6251, Université Rennes 1, 35042 Rennes, France*

²*Laboratoire FOTON UMR CNRS 6082, site de l'ENSSAT, 22305 Lannion, France*

mehdi.alouini@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

L'édition 2015 du congrès Optique de la Société Française d'Optique se déroule sur le campus de Beaulieu de l'Université de Rennes 1. Elle réunit dans une unité de temps et de lieu toutes les communautés de l'optique en France en regroupant les conférences emblématiques nationales :

- le Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique (COLOQ),
- la conférence Horizons de l'Optique (Horizons),
- les Journées Nationales de l'Optique Guidée (JNOG),
- les Journées Recherche Industrie de l'Optique Adaptative (JRIOA),
- les Journées Nationales Cristaux pour l'Optique (JNCO),
- et les clubs thématiques de la SFO : Photonique Organique, Nanophotonique, et Optique micro-ondes.

Les différentes sessions menées en parallèle seront ponctuées par des sessions "poster" mais aussi par des présentations plénières qui ont pour but d'attirer l'attention de l'ensemble de la communauté optique sur des sujets importants et d'actualité.

Les interactions étroites entre recherche industrielle et académique dans le domaine de la photonique seront mises en avant par des contributions scientifiques dans les différentes conférences thématiques, mais aussi au travers d'une session industrielle dédiée. Le nombre important de stands industriels au congrès vient réaffirmer l'importance du tissu industriel dans le domaine de la photonique.

Une attention particulière est portée à l'enseignement et à la formation, volets indissociables de toute activité de recherche. Dans cette logique, une session pédagogique est proposée. Elle est complétée par des stands pédagogiques.

Le choix d'organiser cette importante manifestation scientifique à Rennes, capitale régionale, a été motivé par le dynamisme et la diversité des acteurs académiques et industriels de l'optique et photonique en Région Bretagne, en particulier à Rennes, Lannion et Brest.

Finalement, 2015 a été proclamé par l'Assemblée Générale des Nations Unies "année internationale de la lumière et des techniques utilisant la lumière". Cette année commémore plusieurs grands événements scientifiques du domaine de l'optique notamment l'anniversaire du millénaire des grandes découvertes des scientifiques arabes du X^{ème} siècle, l'anniversaire de la découverte du laser en 1960 et celle de l'utilisation des fibres optiques en télécommunication en 1965. Le congrès Optique Bretagne 2015 est l'évènement scientifique majeur de cette année de la lumière au niveau national.

L'ouverture du congrès Optique Bretagne 2015 tentera de donner un aperçu succinct des efforts déployés pour promouvoir la photonique aussi bien au niveau local et régional qu'au niveau national.

14h00-14h05

Mot de bienvenue par Mehdi ALOUINI, pour le comité scientifique commun et le comité d'organisation local

14h05-14h15

Ouverture du congrès par Jean-Jacques AUBERT, président de la SFO

14h15-14h25

Année de la lumière par Costel SUBRAN, président du Comité National

14h25-14h35

Mot introductif par David ALIS, premier vice-président de l'Université de Rennes 1

14h35-14h45

La photonique en Bretagne par Thierry GEORGES, président du cluster Photonics Bretagne

CONTRIBUTION DES SCIENCES ARABES DU VIII^E AU XVI^E SIÈCLE A L'HISTOIRE MONDIALE DE L'OPTIQUE

Ahmed Djebbar¹

¹ *Université des Sciences et des Technologies de Lille, 59655 Villeneuve d'Ascq, France*

Ahmed.djebbar@wanadoo.fr

RÉSUMÉ

Le personnage central de la phase arabe de l'optique est Ibn al-Haytham, un scientifique des Xe-XIe siècles. Mais, il n'est pas le seul. Ses contributions originales ne peuvent se comprendre que si elles sont intégrées dans un long processus historique qui a commencé avec les premiers écrits grecs sur les aspects mathématiques puis mécaniques de l'optique. Puis le relais sera pris par les physiciens des pays d'Islam qui inscriront leurs contributions dans le prolongement de la tradition grecque, avant la rupture qui se produira avec les travaux d'Ibn Sahl au Xe siècle puis celle d'Ibn al-Haytham lui-même.

Al-Hasan ibn al-Hasan Ibn al-Haytham est né en 965, dans la ville irakienne de Bassora où il a grandi et où il a acquis sa formation scientifique. Il a également séjourné ou étudié à Ahwaz, une ville voisine. Nous ne savons rien de précis sur sa formation mais le contenu de ses travaux nous permet de dire qu'après des études de base comprenant l'apprentissage du Coran et l'initiation aux sciences de la langue arabe, il s'est orienté vers les mathématiques et l'astronomie. Dans ce domaine, il a eu à sa disposition les ouvrages d'Euclide (en particulier les Données et les Éléments), l'Almageste de Ptolémée, les Coniques d'Apollonius, la Mesure du cercle et la Sphère et le cylindre d'Archimède, pour ne citer que les plus importants. En plus de cet héritage grec, il a étudié les écrits de savants arabes des IXe-Xe siècles, comme ceux d'al-Khwārizmī, d'al-Kindī, de Thābit Ibn Qurra, de Qusta Ibn Lūqa et peut-être ceux d'Abū l-Wafā.

Durant son séjour à Bassora, il aurait occupé un poste de ministre. Mais il semble qu'il se soit vite lassé de cette charge parce qu'elle le détournait de ses activités scientifiques. Quelque temps après cet épisode, il quitte sa ville natale pour aller s'installer au Caire sur invitation du calife fatimide de l'époque, al-Hākīm (996-1021). Ce dernier l'aurait alors chargé d'étudier la faisabilité d'un projet ambitieux, celui de la régulation des crues du Nil. Au retour de sa mission d'investigation, Ibn al-Haytham aurait émis des doutes sur la faisabilité du projet califal. Certains biographes nous informent que cela lui aurait valu d'être privé de ses biens et d'être enfermé chez lui en compagnie d'un serviteur rétribué par l'Etat. Cette situation aurait duré jusqu'à la mort d'al-Hākīm en 1021.

L'essentiel des travaux d'Ibn al-Haytham concerne l'optique, les mathématiques et l'astronomie. Sur les 92 écrits que les biographes lui attribuent, une soixantaine seulement nous est parvenue. En physique, sur les 21 ouvrages publiés, 16 traitent des différents aspects de l'optique : théorie de la lumière, théorie de la vision, lois de propagation de la lumière, phénomènes astronomiques et miroirs ardents. Comme il le précise lui-même, ses recherches dans ce domaine ont été menées selon une triple démarche, inductive, expérimentale et déductive. Son plus important ouvrage d'optique est incontestablement le Kitāb al-manāzīr [Le Livre d'optique]. Il a été publié au Caire dans le premier quart du XIe siècle. C'est, de l'avis des spécialistes de l'Histoire de l'optique, la plus importante des contributions scientifiques consacrées à cette discipline réalisées entre le IIe

et le XVII^e siècle. Son contenu est l'aboutissement d'une longue tradition grecque puis arabe : Les premières activités dans ce domaine en pays d'Islam ont commencé avec la traduction et l'étude d'écrits grecs traitant des différents sujets ayant un lien avec la lumière : ceux d'Euclide, d'Anthémius de Tralles, de Ptolémée, de Dioclès et même d'Aristote. Puis les scientifiques arabes intéressés par ce domaine ont publié leurs premiers travaux. Ce fut, dans un premier temps, al-Kindî, Ahmad Ibn 'Îsâ et 'Utârid puis, dans un deuxième temps Qustâ Ibn Lûqâ et Ibn Sahl.

Son contenu constitue aussi une double rupture par rapport aux contributions grecques et arabes antérieures et à leurs démarches. La première concerne l'abandon de la théorie de l'émission des rayons visuels par l'œil et l'adoption d'une nouvelle approche, celle de la réception par l'œil des formes visuelles de la lumière et de la couleur. La seconde se situe au niveau de la méthode de recherche qui associe étroitement l'expérimentation (comme outil d'investigation et d'établissement des lois physiques) aux mathématiques, et plus particulièrement à la géométrie (comme instrument d'élaboration des théories qui décrivent ces lois).

Le Livre de l'optique traite de la perception visuelle à travers ses aspects physiques, mathématiques, physiologiques et psychologiques. Il comprend sept chapitres. Les trois premiers analysent la propagation rectiligne de la lumière et des couleurs avec la psychologie de la vision. Dans le Livre IV, sont exposés les résultats des investigations expérimentales établissant les lois générales de la réflexion de la lumière et des couleurs. L'auteur y étudie les miroirs plans, cylindriques, sphériques et coniques en tenant compte de la convexité et de la concavité des trois derniers modèles. Le Livre V contient des résultats établis à l'aide de démarches purement mathématiques. Le plus célèbre de ces résultats est le « problème d'Alhazen » qui concerne la détermination du point de réflexion sur la surface d'un miroir sphérique convexe d'un rayon lumineux provenant d'une source connue de position et aboutissant en un point de position connue. Le Livre VI expose ce qui concerne les erreurs de la vision et le dernier chapitre est consacré entièrement à la réfraction.

A l'heure actuelle, nous n'avons aucune information fiable sur la poursuite des travaux d'Ibn al-Haytham par ses anciens étudiants ou ses disciples des XI^e-XII^e siècle. Le seul continuateur connu est al-Fârisî (m. 1319). Dans son Livre de la révision de l'Optique pour les gens qui ont une bonne vue et un esprit pénétrant, en plus de ses critiques pertinentes sur certains aspects de l'ouvrage d'Ibn al-Haytham, il expose une contribution originale, celle de l'étude de l'arc-en-ciel, en relevant les faiblesses de la démarche de son éminent prédécesseur et en élaborant une explication juste du phénomène.

En astronomie, Ibn al-Haytham a publié 28 traités ou articles. Certains sont théoriques, comme ceux qui exposent ses critiques contre le modèle planétaire de Ptolémée (m. vers 168). D'autres ont un caractère pratique, comme ceux qui concernent l'observation astronomique, l'étude des gnomons, et la détermination des distances des corps célestes et de leurs diamètres.

En mathématique, il a publié 64 écrits plus ou moins volumineux. Seuls 23 d'entre eux nous sont parvenus. Plus des deux tiers traitent de géométrie et le reste est consacré à la science du calcul, à l'algèbre et à la théorie des nombres. En géométrie euclidienne, ses travaux s'inscrivent dans la tradition grecque mais ils renouvellent cette tradition et ils la prolongent. En géométrie de la mesure, ses contributions s'inscrivent dans la tradition d'Archimède (m. 212 av. J.C.), en l'enrichissant par de nouvelles méthodes pour le calcul des volumes de la sphère et de paraboloides de révolution. En géométrie des coniques, il a publié au moins 7 livres ou articles. En calcul, ses écrits portent essentiellement, sur le calcul indien et sur les systèmes d'équations. Il a également produit des réflexions ou des écrits sur les fondements de la géométrie, comme le postulat des parallèles.

En plus de ses contributions originales dans l'étude de nombreux problèmes mathématiques et physiques, Ibn al-Haytham a réfléchi sur les outils théoriques qui lui ont permis de résoudre ces problèmes et qui sont l'induction, le raisonnement par l'absurde et les démonstrations par analyse et synthèse. Il a d'ailleurs publié un ouvrage important sur ce dernier sujet.

D'après différentes sources, certains des écrits scientifiques d'Ibn al-Haytham ont été étudiés en Andalus avant de circuler en Europe, grâce aux traductions qui en ont été faites, à partir du XII^e siècle, à Tolède et ailleurs. En astronomie, il semble que l'Épître sur la structure de l'univers soit le seul ouvrage d'Ibn al-Haytham qui ait été connu en Occident. Elle a d'abord été traduite en espagnol, au XIII^e siècle. Plus tard, deux traductions latines ont été réalisées à partir de la première traduction. L'ouvrage a également bénéficié, au XIII^e siècle, de deux traductions en hébreu. Mais, ce sont surtout ses travaux en optique qui l'ont rendu célèbre en Europe. Deux de ses ouvrages ont été traduits en latin, probablement à la fin du XII^e siècle. Il s'agit du Livre des miroirs ardents coniques et, surtout, du Livre de l'optique, qui a bénéficié, au XIV^e siècle, d'une traduction en italien. Au XVII^e siècle, cet ouvrage a bénéficié d'un regain d'intérêt, surtout après sa publication par Risner, à Bâle, en 1572. De nombreux savants, parmi lesquels Roger Bacon (m. 1294), Kepler (m. 1630) et Fermat (m. 1665), l'ont étudié et l'ont cité dans leurs travaux d'optique.

Introduction

A.-L. Billabert^a et P. Nouchi^b

^aCNAM, ESYCOM - Case 202P10, 292 rue St Martin, 75141 Paris Cedex 3, France

^bThales Research and Technology, 1 avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau, France
anne-laure.billabert@cnam.fr

Horizon 1 - Optique et Micro ondes Introduction

PROCESSEUR ATOMIQUE POUR LE RENVERSEMENT TEMPOREL DE SIGNAUX RADIO-FREQUENCE

Anne Louchet-Chauvet¹, Héloïse Linget¹, Thierry Chaneli re¹,

Loïc Morvan², Jean-Louis Le Gou t¹

¹ Laboratoire Aimé Cotton, CNRS UMR 9188, Université Paris Sud, ENS Cachan, bâtiment 505, campus universitaire, 91405 Orsay, France

² Thales Research and Technology, 1 Avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau, France

anne.chauvet@u-psud.fr

RÉSUMÉ

Le renversement temporel est une technique qui permet de focaliser une onde dans un milieu désordonné. Alors que les premières démonstrations, dans le domaine des ultra-sons, ne nécessitaient qu'une bande passante limitée, il en va tout autrement si l'on s'intéresse aux ondes radiofréquence. Le traitement numérique apparaît alors trop lent, du fait de l'étape de conversion analogique-numérique, coûteuse en temps de calcul. Dans cette présentation je montrerai comment l'opération de renversement temporel peut être réalisée par des moyens purement analogiques. Je montrerai en particulier comment on peut renverser des signaux de plusieurs μ s en utilisant les propriétés de dispersion au voisinage d'une résonance atomique.

MOTS-CLEFS : *renversement temporel ; imagerie temporelle ; hole-burning spectral*

1. PRINCIPE DU RENVERSEMENT TEMPOREL

Du fait de l'invariance par renversement temporel de l'équation décrivant la propagation d'une onde, un signal qui serait intercepté, renversé temporellement puis renvoyé va repasser exactement par le ou les mêmes chemins qu'à l'aller et donc converger vers sa source [1]. Cette technique - à distinguer de la conjugaison de phase spatiale - peut être mise à profit pour détecter par RADAR des sources émettant à travers un milieu inhomogène (réfléchissant, diffractant,...).

Comme de nombreux processus de traitement de l'information, le renversement temporel peut se faire par voie numérique. Néanmoins, l'étape de numérisation peut se révéler particulièrement coûteuse en termes de temps de calcul et de consommation énergétique, d'autant plus lorsque l'on cherche à atteindre des bandes passantes élevées. Une solution purement analogique est donc souhaitable.

Pour cela, on peut commencer par transposer le signal d'intérêt situé dans le domaine RF sur une porteuse optique, afin de traiter le signal dans le domaine des fréquences optiques. On va ensuite s'inspirer de la théorie de l'imagerie temporelle.

2. IMAGERIE TEMPORELLE

Les phénomènes de diffraction de Fresnel d'une part, et de dispersion linéaire de vitesse de groupe d'autre part, s'écrivent selon une forme mathématique identique. Cette « dualité espace-temps » peut aussi être étendue aux lentilles, dont le pendant temporel est appelé « lentille temporelle ». L'intérêt conceptuel de la dualité est de permettre une transposition des raisonnements habituels d'un espace à l'autre [2]. Par exemple, à partir d'un simple montage d'imagerie de fort grandissement, on peut construire son équivalent temporel, qui permet d' tirer une forme très rapide et de l'analyser avec des détecteurs trop lents pour capturer la forme initiale (voir par exemple [3]).

Dans de tels montages d'imagerie temporelle, la lentille temporelle doit ajouter un déphasage quadratique à l'onde incidente. Ceci est généralement réalisé de façon active, par exemple par mélange avec une onde balayée linéairement en fréquence.

Le rôle de l'élément dispersif est le plus souvent joué par une fibre optique, dont le pouvoir dispersif est de 17 ps/nm/km. On peut alors ajuster le pouvoir dispersif de la ligne en adaptant la longueur de la fibre. Etant donné le coefficient d'atténuation de la lumière à 1,5 μm dans une fibre optique (0,2 dB/km), on est limité à quelques centaines de km, soit un pouvoir dispersif de quelques ns/nm au maximum. Cela permet de disperser une impulsion de quelques dizaines de ns tout au plus. Pour des signaux de l'ordre de la μs , typiques de ce que pourrait occasionner la propagation d'une onde radiofréquence dans un environnement urbain avec de multiples réflexions, il faut trouver un nouveau type d'élément dispersif.

3. LIGNE DISPERSIVE ET RENVERSEMENT TEMPOREL DANS UN CRISTAL DOPÉ

Dans cet exposé, je présenterai un élément dispersif très différent d'une fibre optique, qui se base sur la dispersion très forte que l'on peut observer au voisinage d'une résonance atomique étroite. Je montrerai comment on peut atteindre des pouvoirs dispersifs de l'ordre de la ms/nm, dans une raie d'absorption large de plusieurs GHz. La méthode employée se base sur le *hole-burning spectral* pour créer artificiellement des résonances étroites dans la raie d'absorption d'un cristal dopé avec des ions de terre rare [4].

Je montrerai comment utiliser cette ligne dispersive pour réaliser le renversement temporel d'impulsions lumineuses de plusieurs μs , avec une architecture inspirée de l'imagerie temporelle [5][6].

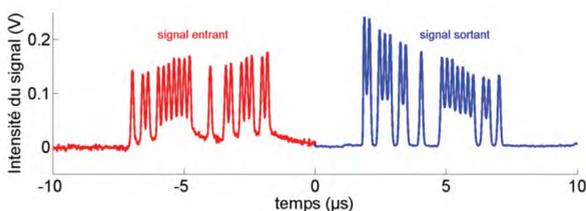


Fig. 1 : Renversement temporel analogique d'un signal de 5 μs au moyen d'un montage d'imagerie temporelle. L'élément dispersif est réalisé à l'aide d'un cristal d'orthosilicate d'yttrium (YSO) dopé avec des ions erbium, programmé par hole-burning spectral.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Fink, "Time-reversed Acoustics," *Sci. Am.*, 281-5, 91-97 (1999).
- [2] B. Kolner, "Space-time duality and the theory of temporal imaging" *IEEE J. Quant. Electron.* 30: 1951 (1994).
- [3] Ultrafast Temporal Magnifier, http://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=5282
- [4] R. M. Macfarlane, R. M. Shelby, "Persistent spectral hole-burning in inorganic materials" *Persistent spectral hole-burning: science and applications*. Springer Berlin Heidelberg, 127-151 (1988).
- [5] H. Linget, L. Morvan, J.-L. Le Gouët, A. Louchet-Chauvet, "Time-reversal of optically carried radiofrequency signals in the microsecond range", *Opt. Lett.* 38-5, 643-645 (2013).
- [6] H. Linget, T. Chanelière, J.-L. Le Gouët, A. Louchet-Chauvet, "Time reversal of light by linear dispersive filtering near atomic resonance", *New J. Phys.* 15-6, 063037 (2013).

L'OPTOELECTRONIQUE HYPER-FREQUENCE DANS LES SYSTEMES RADARS : DE LA PHYSIQUE DES COMPOSANTS AUX FONCTIONS DE TRAITEMENT DU SIGNAL

L. Morvan¹, G. Pillet¹, G. Baili¹, P. Berger¹, P. Nouchi, J. Bourderionnet¹, S. Combré¹, A. de Rossi¹, A. Brignon¹, F. Van Dijk², M. Faugeron², D. Dolfi¹

¹ Thales Research & Technology – France, 1 Av. Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau Cedex, France

² III-V Lab, 1 Av. Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau Cedex, France

daniel.dolfi@thalesgroup.com

RÉSUMÉ

L'optoélectronique hyperfréquence est une technologie à la fois transverse et de rupture, très intéressante pour les systèmes hyperfréquence multifonctions. Les intérêts principaux, pour la mise en oeuvre dans les systèmes radar et de guerre électronique, résident dans i) le fonctionnement sur une large bande de fréquences, l'immunité aux perturbations électromagnétiques et les capacités d'intégration. Nous présenterons quelques exemples d'architectures optoélectronique hyperfréquence afin d'illustrer à quel point cette technologie peut être maintenant considérée comme une technologie clef, capable d'améliorer les performances des systèmes mais aussi de permettre la démonstration de nouvelles fonctions. A titre d'exemple nous présenterons des fonctions telles que l'analyse spectrale très large bande de signaux RF, les oscillateurs optoélectronique hyperfréquence et l'échantillonnage optique.

MOTS-CLEFS : *microwave photonics, optoelectronic oscillators, dual frequency lasers*

1. OPTOELECTRONIC OSCILLATORS

Over the past two decades, optoelectronic generation of microwave signals has attracted great interest due to its potential performances for a wide range of field, from long range transmission of microwave signals to wideband radar signal processing [1]. In particular, the opto-electronic oscillators (OEOs) based on a resonant analog microwave photonic link, has proven the direct generation of high frequency microwave signal [2]. To get the best spectral purity they include kilometer long fiber delay lines, whispering gallery mode resonators or fiber ring resonator, providing a high quality factor. We present here a tunable opto-electronic oscillator based on a fiber ring resonator and a dual-frequency laser. The dual frequency optical signal is generated by a doubly tunable solid-state dual-frequency laser (Fig. 1.a) at telecom wavelength; both optical frequencies are electrically and independently tunable over more than 1 GHz bandwidth.

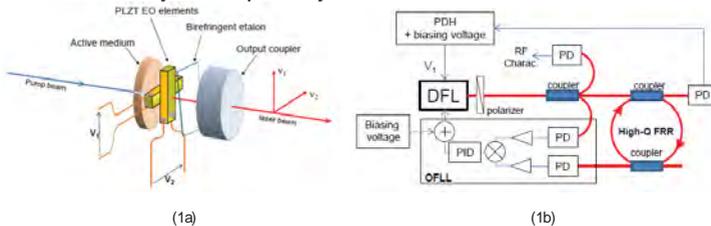


Fig. 1. (1a) Solid-state dual-frequency laser source cavity principle. V_1 and V_2 are the voltages that allow the independent control of the two frequencies. (1b) Locking scheme of one of the DFL optical lines on a high-Q fiber ring resonator (FRR). PDH : Pound-Drever-Hall setup. PID : proportional-integral-derivative controller.

The fiber-ring resonator is 25 meters long and its quality factor is close to 5.10^8 . One laser line is stabilized on a resonance of the resonator with a PDH servo-controller. The heterodyne beatnote, still tunable by adjusting the frequency of the other line, is locked with a so called optical frequency-locked loop based on the same resonator (Fig. 1.b). As a result, the beatnote is stabilized on the closest multiple of the free spectral range of the resonator. At 10 GHz, a phase noise below -85 dBc/Hz at 10 kHz is demonstrated.

2. OPTICALLY ASSISTED ANALOG TO DIGITAL CONVERSION

High resolution analog to digital converters (ADCs), having multigigahertz bandwidths, constitute one of the major challenging technology needed for further advance in radar systems. The most limiting difficulty in current electronic ADCs is the timing jitter of the sampling clock signals, limited to ~ 100 fs with purely electronic techniques. For example, the sampling clock jitter, to implement a 10 bit resolution ADC for a 10 GHz signal, is needed to be lower than 10 fs. Photonic techniques are regarded as an attractive approach to overcome jitter limitations through the use of a mode-locked (ML) laser, providing ps pulses at GHz repetition frequencies, combined with a high speed photoconductive (PC) switch. In this case the switch is based on low temperature (LT) grown GaAs, inserted in a microwave strip line, fed with the microwave signal to be sampled (Fig.2)..

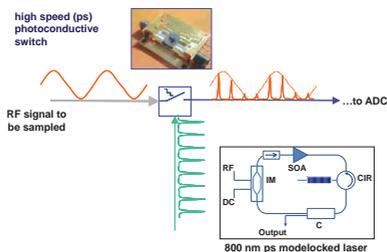


Fig. 2. Principle of the optically assisted sampling of an RF signal, based on a high speed PC switch illuminated with an harmonically mode-locked ring laser operating at 800 nm (see insert)

3. EXTREMELY LARGE BANDWIDTH RF SPECTRUM ANALYSIS

We will also present the experimental demonstration of a multi-gigahertz bandwidth RF spectrum analyzer exhibiting a resolution below 20 MHz, based on spectral hole burning in a rare-earth ion-doped crystal. To be compatible with demanding real-time spectrum monitoring applications, our demonstrator is designed to reach a high time resolution. For this purpose, we implemented the so-called "rainbow" architecture [3] in which the spectral components of the incoming signal are angularly separated by the crystal, and are then acquired with a pixelated photodetector. The Tm³⁺:YAG crystal is programmed with a semiconductor DFB laser which frequency scan is servo-controlled and synchronized with the angular scan of a resonant galvanometric mirror, while a high-speed camera is used to acquire the spectra. In the perspective of future implementation within a system, the crystal is cooled below 4 K with a closed-cycle cryostat. With this setup, we have been able to monitor and record the spectrum of complex microwave signals over an instantaneous bandwidth above 20 GHz, with a time resolution below 100 μ s, 400 resolvable frequency components and a probability of intercept of 100 %.

RÉFÉRENCES

- [1] A. J. Seeds, K. J. Williams, "Microwave photonics," *J. Light. Technol.*, 24, 4628, 2006
- [2] X.S. Yao *et al.*, "Converting light into spectrally pure microwave oscillations," *Opt. Lett.*, 21, 483, 1996
- [3] V. Lavielle *et al.*, "Wideband versatile radio-frequency spectrum analyzer," *Opt. Lett.*, 28, 384, 2003

LIAISONS SANS FILS EN GAMME THZ A TRES HAUT DEBIT A BASE DE COMPOSANTS PHOTONIQUES

G. Ducournau¹, M. Zaknoue¹, E. Peytavit¹, P. Latzel¹, X. Wallart¹, P. Szriftgiser², J.F. Lampin¹

¹ Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie UMR CNRS 8520, Université de Lille 1 59652 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

² Laboratoire de Physique des Lasers Atomes et Molécules (PhLAM), UMR CNRS 8523, Université Lille 1, F-59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France.

guillaume.ducournau@iemn.univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

Avec la multiplication des terminaux sans fil et autres objets connectés, la demande en bande passante augment sans cesse et, au-delà des possibilités offertes pour les systèmes traditionnels ou le 60 GHz et la bande E (71-76 GHz et 81-86 GHz), on assiste ces dernières années aux développements des premiers systèmes de transmission en début de bande THz, à savoir de 200 à 300 GHz, voire jusque 600 GHz. Ce papier présente les démonstrateurs mis en place sur la base de dispositifs d'émission photonique (photodiodes) combinés avec des détecteurs hétérodynes électroniques en gamme THz.

MOTS-CLEFS : *photomélange, génération THz, sans fil, haut-débit*

1. INTRODUCTION

En raison d'une demande sans cesse croissante sur les taux de données mobiles, la région THz est aujourd'hui fortement envisagée pour les applications de communication [1]. Plusieurs systèmes, basés sur des technologies photoniques (photomélangeurs) [2-4] ont déjà montré de bonnes performances en termes de débits. Mais même si la gamme THz est extrêmement large, on assiste déjà, comme pour les communications optiques par fibre dans les années 2000, aux premières investigations de formats de transmission vectoriels, de type QPSK, QAM-n, afin de bénéficier d'une plus grande efficacité spectrale (bit/s/Hz). Dans ce papier, nous présenterons des études réalisées sur des systèmes à la de photomélangeurs à photodiodes à transport uni-polaire (UTC-PD) à des fréquences de 200, 400 et 600 GHz.

2. LIENS DE COMMUNICATION EN GAMME THZ

A l'IEMN des photodiodes InGaAs/InP de type UTC sont fabriquées (épitaxie et technologie du composant) en centrale de micro-nanofabrication. Ces structures sont au niveau technologique réalisées sous forme de mèse de section de diamètre de quelques μm afin de bénéficier de bandes passantes à 3 dB pouvant monter jusqu'à la première bande visée pour les communications THz, à savoir la fenêtre 200-300 GHz typiquement.

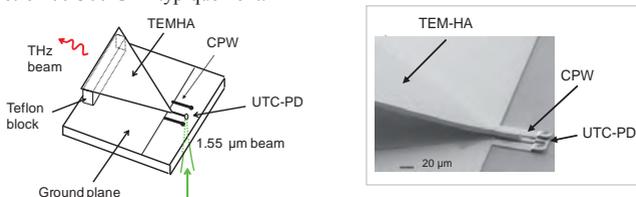


Fig. 1 : Photodiode UTC intégrée à une antenne cornet TEM par une ligne coplanaire (CPW).

Ces photodiodes sont intégrées avec une antenne cornet de type TEM, dont une vue est donnée sur la figure 1. Cette antenne présente l'avantage majeur d'éviter le rayonnement dans le substrat, souvent gênant en gamme THz. Ces photomélangeurs ont été utilisés à l'IEMN pour valider des démonstrateurs de système de communication, de 200 à 600 GHz. Par exemple, un système ultra-large bande à 400 GHz a été mis en place (figure 2) et a permis de transmettre, en mode sans fil, des débits comparables aux débits WDM, à savoir jusque 40/46 Gbit/s. Cependant, à ces débits, le niveau de bruit du récepteur, les effets de dispersion et de dérives de signal commencent à affecter le diagramme de l'œil. D'autres démonstrateurs, à 200 ou 600 GHz, sur des formats d'amplitude (ASK) ou de phase (QPSK) seront présentés lors du colloque.

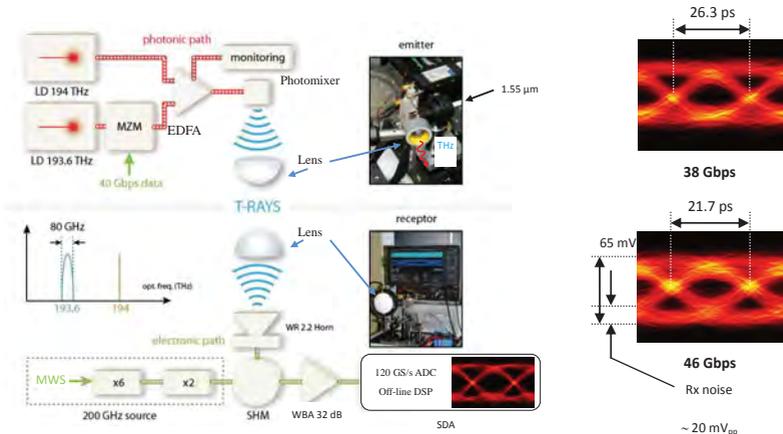


Fig. 2 : Système de transmission à 400 GHz. (LD = Laser diode, MZM : Mach-Zehnder, EDFA = ampli optique, SHM = mélangeur, WBA = amplificateur large bande). Diagrammes de l'œil (38 et 46 Gbit/s)

CONCLUSION ET REMERCIEMENTS

Les émetteurs d'ondes THz à base de photonique permettent de faire un pont direct entre l'optique guidée sur fibre et le monde « sans-fil » à haut-débit. Sur la base de ces technologies, les potentialités des futurs liens de transmission sans-fil en gamme THz peuvent être étudiées, et ce jusqu'au niveau de démonstrateurs. Ces travaux ont été réalisés dans le cadre de l'ANR-JST WITH, de l'ANR COMTONIQ (INFRA-2013) et de l'équipex « FLUX ». Nous remercions les plateformes Caractérisation RF MEMS de l'IEMN et la plate-forme Télécom-IEMN à l'IRCICA.

REFERENCES

- [1] J. Federici and L. Moeller, "Review of terahertz and subterahertz wireless communications", J. Appl. Phys. 107, 111101, 2010.
- [2] T. Nagatsuma, S. Horiguchi, Y. Minamikata, Y. Yoshimizu, S. Hisatake, S. Kuwano, N. Yoshimoto, J. Terada, H. Takahashi, "Terahertz wireless communications based on photonics technologies", Opt. Exp., vol. 21, no. 20, 23736, 2013.
- [3] G. Ducournau, P. Szriftgiser, A. Beck, D. Bacquet, F. Pavanello, E. Peytavit, M. Zaknour, T. Akaïin, J.F. Lampin, "Ultrawide-Bandwidth Single-Channel 0.4-THz Wireless Link Combining Broadband Quasi-Optic Photomixer and Coherent Detection," IEEE Trans. THz Science and Tech. 4, pp. 328-337, (2014).
- [4] S. Koenig, D. Lopez-Diaz, J. Antes, F. Boes, R. Henneberger, A. Leuther, A. Tessmann, R. Schmögrow, D. Hillerkuss, R. Palmer, T. Zwick, C. Koos, W. Freude, O. Ambacher, J. Leuthold and I. Kallfass, "Wireless sub-THz communication system with high data rate", Nature Photonics, DOI: 10.1038, Oct. 2013.

OSCILLATEURS OPTOELECTRONIQUES TOPOLOGIES, PERFORMANCES ET PERSPECTIVES

**O. Llopis¹, K. Saleh², Z. Abdallah^{1,3}, V. Auroux^{1,4}, J. Maxin^{1,2},
A. Fernandez¹, Y. Chembo², G. Cibiel³, G. Pillet⁵, L. Morvan⁵**

¹ LAAS-CNRS, Université de Toulouse, 7 av. du Colonel roche, 31031 Toulouse

² FEMTO-ST, Dept. Optique, 15B av. Montboucons, 25030, Besançon

³ CNES, Toulouse, ⁴ OSAT, Toulouse, ⁵ Thales R&T, Palaiseau

llopis@laas.fr

RÉSUMÉ

Une synthèse des travaux sur les oscillateurs électro-optiques est présentée, en particulier ceux menés ces dernières années en France dans le cadre de différents consortiums de recherche. Les résultats obtenus sont comparés aux alternatives existantes en hyperfréquences.

MOTS-CLEFS : *oscillateur micro-onde ; résonateur optique ; bruit de phase.*

1. INTRODUCTION

L'oscillateur électro-optique, ou OEO, constitue une des techniques les plus efficaces pour la génération de signaux à très faible bruit de phase aux très hautes fréquences. Ce concept, proposé dans les années 1990 par des chercheurs du JPL [1], a connu de nombreuses évolutions et est décliné aujourd'hui dans des topologies très différentes. Les premiers OEOs étaient basés sur de longues lignes à retard fibrées. Si leurs performances en bruit étaient relativement bonnes près de la porteuse, ce n'était pas le cas aux fréquences correspondant à une rotation complète de phase dans la fibre, où des raies parasites venaient perturber le signal (ex : tous les multiples de 50 kHz pour 4 km de fibre). Certains concepteurs résolvaient ce problème en utilisant plusieurs bobines de fibre, mais ces OEO multi-retards constituaient des systèmes massifs. Par ailleurs, certains problèmes de bruit dans les lignes à retard fibrées de grande longueur n'ont véritablement fait l'objet d'études exhaustives que tardivement [2]. Les années 2000 ont vu l'arrivée d'un concept différent : celui de l'OEO à résonateur optique [3-7]. Si le remplacement d'une ligne à retard par un résonateur pouvait sembler évident a priori, la mise en œuvre de cette approche posait néanmoins de nombreux problèmes pratiques : verrouillage de fréquence laser-résonateur, coefficient de qualité extrême, effets non-linéaires liés à l'accumulation de puissance intra cavité... Le cas du COEO (Coupled Opto-Electronic Oscillator) [8] rentre lui aussi dans la catégorie des oscillateurs à résonateurs, mais cette fois le résonateur est actif. Il s'agit en fait d'une boucle comportant un amplificateur optique et formant ainsi un laser à modes verrouillés, lequel est couplé à une oscillation micro-onde. Les deux oscillateurs s'améliorent chacun grâce à ce couplage : l'oscillateur optique cale sa fréquence de répétition sur l'oscillation micro-onde, et l'oscillation micro-onde profite du facteur de qualité très élevé de la cavité optique active.

2. COMPOSANTS POUR LA REFERENCE DE FREQUENCE PAR L'OPTIQUE

Remplacer la résonance micro-onde par une résonance optique suppose que l'on soit capable de produire, par l'optique, des résonances de bien meilleur facteur de qualité Q que par des technologies micro-ondes. Les résonateurs micro-ondes à fort Q traditionnellement utilisés sont les résonateurs diélectriques, qui présentent un Q à vide de l'ordre de 10^4 à 10 GHz et un produit $Q \cdot f$ constant (donc Q décroissant avec f). Dans le cas de l'approche optique, le facteur de qualité optique est réduit lors du passage vers les micro-ondes dans une proportion correspondant au

rapport de fréquence optique / micro-onde, c'est-à-dire d'environ 10^4 pour une application à 20 GHz ($\lambda \sim 1550$ nm). Il faut donc travailler avec des coefficients de qualité optiques largement supérieurs à 10^8 pour une source à 10 GHz. Par contre, la contrainte se relâche à plus haute fréquence, où le rapport fréquence optique / fréquence micro-onde diminue et la performance des compétiteurs micro-onde se dégrade. Une fibre optique de plusieurs kilomètres rentre dans cette catégorie des Q extrêmes. L'équivalence retard – coefficient de qualité peut être établie en considérant la pente de phase générée par le retard ($Q = \pi f\tau$). Une bobine de 4 km permet ainsi d'atteindre un Q équivalent de $1.2 \cdot 10^9$ à 20 GHz. Dans le cas de résonateurs compacts, une telle performance est plus difficile à obtenir, et est encore largement hors de portée de l'optique intégrée. Certains résonateurs Fabry-Perot présentent un facteur Q optique de l'ordre de 10^{10} , mais sont volumineux. Des boucles de fibre faiblement couplées permettent d'atteindre des facteurs Q supérieurs à 10^9 , voire proches de 10^{10} sous certaines conditions, et ont l'avantage d'une géométrie planaire [5,6]. Enfin, les résonateurs de type disque à modes de galerie (WGM) atteignent des Q de l'ordre de 10^8 à 10^{10} , à condition de présenter un état de surface irréprochable [3]. Ce sont ces deux derniers types de résonateurs qui ont fait l'objet d'implémentations dans des OEOs.

3. PERFORMANCES DES OEOs A RESONATEURS

Dans le cas d'OEO stabilisés sur un résonateur à boucle fibrée résonante, un bruit de phase de -128 dBc/Hz à 10 kHz d'une porteuse à 10.2 GHz a pu être obtenu sur un oscillateur basé sur une boucle résonante fibrée de 100 m, associé à un plancher de bruit de phase au-delà de 100 kHz proche de -149 dBc/Hz avec peu de modes parasites, ceci grâce à une étude détaillée du bruit généré dans le résonateur fibré [6]. Dans le deuxième cas, les résultats obtenus ont été plus modestes, principalement à cause de la difficulté d'obtenir des disques WGM de très fort coefficient de qualité, ainsi que des difficultés pratiques liées au couplage à une fibre étirée de ces dispositifs. Les niveaux de bruit de phase mesurés se situent au voisinage de -100 dBc/Hz à 10 kHz [7] d'une porteuse dans la même gamme de fréquence (~ 10 GHz).

Au-delà de la génération par stabilisation d'un oscillateur micro-onde, une solution élégante pour générer directement des signaux micro-ondes avec ce type de résonateur consiste à profiter de la très forte accumulation d'énergie dans le résonateur, qui permet la génération de battements non-linéaires en utilisant, par exemple, le mélange quatre ondes. Cette approche simplifie notablement le dispositif et d'excellents résultats ont pu être obtenus à très haute fréquence avec cette approche [4]. Enfin, l'approche COEO s'est révélée très intéressante car le laser et le résonateur sont dans ce dispositif un seul et même composant. Avec cette approche, les performances en bruit de phase se situent aux environs de -140 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse, pour 300 m de fibre.

RÉFÉRENCES

- [1] X.S. Yao and L. Maleki, "Progress in the optoelectronic oscillator - a ten year anniversary review," 2004 IEEE Microwave Theory and Tech. Symp. Digest, pp. 287-290, 2004.
- [2] O. Okusaga, J. Cahill, W. Zhou, A. Docherty, G.M. Carter, C.R. Menyuk, "Optical scattering induced noise in RF-photonics systems" IEEE-Int. Frequency Control Symposium and EFTF, San Francisco, May 2011.
- [3] A. Savchenkov, V. Ilchenko, A. Matsko, L. Maleki, "Kilohertz optical resonances in dielectric crystal cavities", Physical Review A, 70, 051804(R), Nov. 2004.
- [4] L. Maleki, V.S. Ilchenko, A. A. Savchenkov, W. Liang, D. Seidel, A.B. Matsko, "High performance, miniature hyper-parametric microwave photonic oscillator", 2010 IEEE Int. Freq. Control Symposium (IFCS), pages 558 – 563, June 2010.
- [5] P.H. Merrer, O. Llopis, G. Cibiel, "Laser Stabilization on a Fiber Ring Resonator and Application to RF Filtering", IEEE-Photonics Technology Letters, vol 20, n° 16, July 2008, pp. 1399-1401.
- [6] K. Saleh, O. Llopis, G. Cibiel, "Optical Scattering Induced Noise in Fiber Ring Resonators and Optoelectronic Oscillators", Journal of Lightwave Technology, vol. 31, no. 9, pp. 1433,1446, May 1, 2013.
- [7] K. Saleh, G. Lin, Y. Chembo, "Effect of laser coupling and active stabilization on the phase noise performance of optoelectronic microwave oscillators based on whispering gallery mode resonators" IEEE Photonics Journal, Vol 7, N° 1, Feb. 2015.
- [8] X. S. Yao, L. Davis, L. Maleki, "Coupled Optoelectronic Oscillators for Generating Both RF Signal and Optical Pulses", Journal of Lightwave Tech., Jan. 2000, pp. 73-78.

DE LA MICROSCOPIE A LA NANOSCOPIE DE FLUORESCENCE SUPERCRITIQUE

Nicolas Bourg^{1,2}, Siddharth Sivankutty^{1,2*}, Thomas Barroca³, Guillaume Dupuis², Céline Mayet², Sandrine Lécart², Clément Cabriel^{1,2}, So Young Bak^{1,2}, Pierre Bon^{3*}, Ivan Coto-Hernandez^{1,2}, Emmanuel Fort³, Sandrine Lévêque-Fort^{1,2}

¹ Institut des Sciences Moléculaires d'Orsay, UMR8214, Université Paris Sud, 91405 Orsay

² Centre de Photonique biomédical (CPBM/CLUPS), Fédération Lumat FR2764,

Université Paris Sud, 91405 Orsay

³ Institut Langevin, ESPCI ParisTech, UMR 7587, 75005 Paris

sandrine.leveque-fort@u-psud.fr

RÉSUMÉ

Afin de dépasser la limite de diffraction en microscopie de fluorescence, notamment axialement, nous proposons d'utiliser les propriétés d'émission supercritique des fluorophores à proximité des interfaces lamelle-échantillon biologique. Cette émission supercritique permet d'extraire une information de positionnement axial à l'échelle nanométrique. De plus, elle est compatible avec différentes techniques de microscopie notamment celles offrant une super-résolution latérale telle que le STED ou le dSTORM.

MOTS-CLEFS : *microscopie, fluorescence, super-résolution*

1. INTRODUCTION

L'observation *in vivo* et en temps réel du fonctionnement complexe de la machinerie cellulaire avec une sensibilité ultime jusqu'à la molécule unique représente un enjeu majeur en biologie. La microscopie de fluorescence reste l'outil de choix pour le suivi spécifique en milieu vivant, mais la résolution accessible a longtemps été limitée par la diffraction (~200 nm latéralement, ~600-700 nm axialement). Ces quinze dernières années, la microscopie de fluorescence a connu une véritable révolution grâce aux différentes stratégies permettant de dépasser cette limite de diffraction. L'amélioration de la résolution suivant l'axe optique reste cependant un défi important, et nous travaillons donc tout particulièrement à l'amélioration de cette résolution axiale afin de tendre vers un nanoscope permettant d'imager avec une résolution isotrope. En particulier, nous exploitons les propriétés d'émission des fluorophores situés à proximité de l'interface lamelle-échantillon biologique qui peuvent émettre une émission de fluorescence supercritique (SAF : Supercritical Angle Fluorescence), aussi appelée lumière interdite. Ces propriétés d'émission permettent de localiser précisément la position axiale des fluorophores.

2. PRINCIPE DE L'EMISSION DE FLUORESCENCE SUPERCRITIQUE

A proximité de l'interface lamelle de verre-échantillon biologique, le champ évanescent des fluorophores peut devenir propagatif. On observe ainsi une émission suivant des angles supérieurs à l'angle critique (*cf.* fig. 1) qui se traduit dans la pupille de l'objectif par un anneau d'émission supplémentaire. Cette émission supercritique (SAF) est donc uniquement associée aux émetteurs situés au voisinage immédiat de l'interface [1]. Elle représente jusqu'à 50% de l'émission vers la lamelle [2]. Comme l'émission SAF décroît de façon exponentielle avec la distance du fluorophore à l'interface, il est possible d'extraire la position axiale du fluorophore avec une précision nanométrique.

(*Adresses actuelles : S. S. Institut Fresnel Marseille, C.M. CEA Fontenay aux Roses, P. B. LP2N Bordeaux

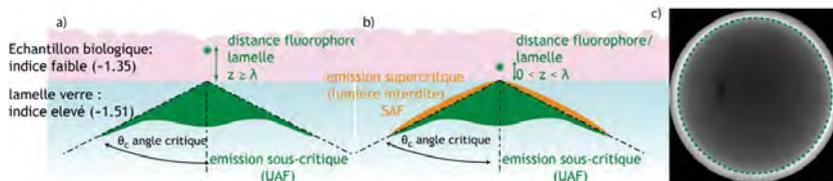


Fig. 1 : Lobes d'émission des fluorophores situés a) au-delà d'une longueur d'onde de l'interface ou b) à proximité immédiate de l'interface échantillon biologique-lamelle de verre montrant la présence de composantes supercritiques ; c) image du plan focal arrière de l'objectif.

En pratique pour tirer profit de l'émission supercritique, il suffit de modifier uniquement la partie détection du microscope afin d'accéder à un plan conjugué du plan focal arrière de l'objectif et mettre en forme de façon sélective les différentes zones de la pupille. Cette approche est ainsi compatible avec la plupart des configurations de microscopie de fluorescence. Nous avons développé différentes stratégies de filtrage. L'insertion d'un masque bloquant les composantes sous-critiques apparaît comme la plus évidente [3]. Cependant ce filtrage induit une perte en résolution latérale pour l'imagerie plein champ. Nous avons donc développé des configurations où nous avons privilégié la mise en forme de l'anneau supercritique à l'aide d'un masque de phase ou d'amplitude [3-4]. Sur un microscope d'épifluorescence classique, la détection des composantes supercritiques permet d'observer simultanément les événements membranaires et intracellulaires, et offre de nouvelles voies pour réaliser de la tomographie.

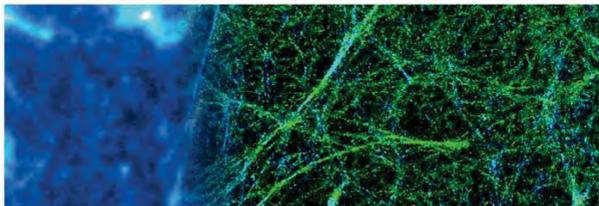


Fig. 2 : Cellules CHO dont le réseau d'actine a été marqué par de l'Alexa 647. La partie gauche correspond à l'image limitée par la diffraction, la partie droite en fausses couleurs représente l'image super-résolue en 3D obtenue combinant dSTORM et SAF (champ représenté ici $8.5 \mu\text{m} \times 25 \mu\text{m}$)

L'association de cette technique aux deux grandes familles de super-résolution que sont la microscopie STED et la microscopie par super-localisation (dSTORM, PALM) offre l'accès à une information axiale absolue des fluorophores ce qui est une caractéristique unique offerte par l'émission supercritique. En microscopie STED/SAF, le confinement latéral obtenu par la mise en forme annulaire du faisceau STED est ainsi directement combiné à la détection uniquement des composantes supercritiques offrant un confinement axial additionnel. Dans le cas de la microscopie dSTORM/SAF, nous avons inséré un module de détection en double voie permettant la comparaison entre le nombre de photons émis dans les angles supercritiques et le nombre de photons total. Les fluorophores peuvent être localisés de façon absolue par rapport à la lamelle avec une précision pouvant atteindre 15 nm offrant ainsi une résolution en 3D quasi-isotrope (cf. fig. 2).

RÉFÉRENCES

- [1] L. Novotny & B. Hecht, *Principles of Nano-Optics*, Cambridge Univ. Press (2006).
- [2] T. Ruckstuhl *et al.*, *Anal. Chem.* **72**, 2117 (2000).
- [3] T. Barroca *et al.*, *Opt. Lett.* **36**, 3051 (2011).
- [4] T. Barroca *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 218101 (2012)
- [5] Bourg *et al.* <http://arxiv.org/pdf/1410.1563.pdf>

NOUVEAUX OUTILS POUR L'IMAGERIE DE MOLECULE UNIQUE 3D

Bassam HAJJ^{1,2}, Maxime DAHAN^{1,2}

¹ *Laboratoire Physico Chimie, Institut Curie, CNRS UMR168, 75005 Paris, France*

² *Transcription Imaging Consortium, Janelia Research Campus, 20147 Ashburn, Etats Unis*

bassam.hajj@curie.fr, maxime.dahan@curie.fr

RÉSUMÉ

L'imagerie de molécule unique est devenue un outil essentiel en biologie cellulaire. Toutefois, un défi important est d'obtenir une information tri-dimensionnelle avec une résolution temporelle appropriée à la dynamique de molécules biologiques dans une cellule vivante. Ici nous présentons les techniques optiques que nous développons et qui permettent d'imager les molécules uniques en volume. Nous présentons aussi les différentes approches computationnelles pour la visualisation 3D et le traitement de données en molécules uniques à haute densité.

MOTS-CLEFS : *Molécule unique, super-résolution, imagerie 3D*

En dépassant la résolution optique limitée par la diffraction de la lumière, la microscopie de localisation de molécule unique permet de remonter à la dynamique et la structure des entités biologiques à l'échelle moléculaire. Toutefois, le développement de ce domaine de recherche a créé de nouvelles exigences, la plus pressante étant la capacité d'imager et localiser des molécules uniques dans un volume 3D et à une échelle temporelle pertinente.

Récemment nous avons démontré une nouvelle approche d'imagerie volumétrique dite multifocale [1]. Cette technique permet d'imager 9 plans focaux simultanément sur la même caméra. Avec la microscopie multifocale, les molécules uniques peuvent être localisées dans un volume avec une étendue axiale de l'ordre de 4 micromètre, comparable avec les dimensions caractéristiques des organelles cellulaire.

Ici, nous présentons le principe et les applications de la microscopie multifocale pour le suivi volumétrique rapide de molécules uniques dans l'environnement cellulaire. De plus, en combinant la microscopie multifocale avec les techniques de STORM/PALM, nous avons réalisé une imagerie super-résolution volumétrique à l'échelle d'une cellule entière [2,3]. Nous décrivons les paramètres qui influencent la qualité des images obtenues et l'influence de la profondeur d'imagerie.

Une des problématiques de l'imagerie super-résolution de molécule unique est le temps d'acquisition relativement lent comparé aux processus cellulaires. Nous présentons dans la suite les approches computationnelles développées dans notre équipe qui permettent d'analyser et d'exploiter des images de molécules uniques à hautes densités.

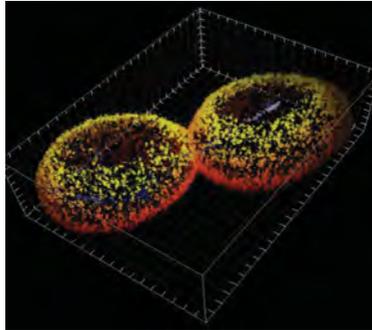


Fig 1 : Imagerie volumétrique super-résolue de levures entières durant division en utilisant la microscopie multifocale. En rouge-orange le mur cellulaire marqué par Alexa-647 et en bleu-blanc les fibres de tubuline exprimant la protéine photo-activable tdEos. (Grille de 1 micromètre)

Références:

- [1] S. Abrahamsson, J. Chen, B. Hajj, S. Stallinga, A. Y. Katsov, J. Wisniewski, G. Mizuguchi, P. Soule, F. Mueller, C. D. Darzacq, X. Darzacq, C. Wu, C. I. Bargmann, D. A. Agard, M. Dahan and M. G. L. Gustafsson, "Fast and sensitive multi-color 3D imaging using multi-focus microscopy," *Nature Methods* 10 (1), 60–63 (2013).
- [2] B. Hajj, J. Wisniewski, M. El Beheiry, J. Chen, A. Revyakin, C. Wu, M. Dahan, Whole-cell, multicolor superresolution imaging using volumetric multifocus microscopy, *PNAS* 111 (49) 17480-17485 (2014)
- [3] B. Hajj, M. El Beheiry, I. Izeddin, X. Darzacq, M. Dahan, Accessing the third dimension in Localization-based Super-Resolution Microscopy, *PCCP journal* 16, 16340-16348 (2014)

MICROSCOPIE MULTIPHOTON A FEUILLE DE LUMIERE EN BIOLOGIE DU DEVELOPPEMENT ET EN NEUROSCIENCES

Willy Supatto

Laboratoire d'Optique & Biosciences
Ecole polytechnique, CNRS UMR 7645, Inserm U 1182, 91120 Palaiseau, France
willy.supatto@polytechnique.edu

RÉSUMÉ

Nous présentons les développements récents de la microscopie multiphoton à feuille de lumière pour l'imagerie rapide, multicolore et en profondeur d'organismes vivants. Le principe, la mise en œuvre et les avantages de cette nouvelle technique de microscopie seront discutés. Grâce à l'imagerie *in vivo* d'embryons de drosophile et de poisson zèbre, nous illustrerons les performances de cette méthode pour maintenir un bon signal et une résolution spatiale élevée en profondeur dans les tissus biologiques, avec une vitesse d'acquisition élevée et une faible phototoxicité. Nous présentons également une stratégie basée sur le mélange de fréquences pour obtenir une excitation biphotonique optimale et simultanée de trois chromophores avec des spectres d'absorption non-chevauchant. Finalement, ces approches ouvrent de nouvelles possibilités pour l'imagerie *in vivo* en biologie du développement et en neurosciences, notamment pour l'étude du développement cardiaque ou l'imagerie fonctionnelle du cerveau entier.

MOTS-CLEFS : *SPIM, light-sheet microscopy, fluorescence excitée à deux photons, Danio rerio, Drosophila melanogaster*

L'étude multi-dimensionnelle et multi-échelle des processus biologiques bénéficient grandement des progrès récents en microscopie *in vivo* [1]. Depuis une dizaine d'années, la microscopie à feuille de lumière s'est rapidement développée avec un intérêt croissant des biologistes en raison de ses avantages pour l'imagerie des organismes vivants. En effet, la possibilité d'imager rapidement des tissus biologiques avec un sectionnement optique tridimensionnel, un large champ de vue et de faibles photo-dommages est un avantage unique de cette technique. Cependant, la vitesse d'acquisition élevée de la microscopie à feuille de lumière s'accompagne de plusieurs désavantages, comme une profondeur d'imagerie limitée. Par ailleurs, la microscopie de fluorescence excitée à deux photons est une approche bien établie pour atteindre de grandes profondeurs d'imagerie dans des tissus diffusants, mais avec une vitesse d'acquisition limitée et une excitation multicolore difficile. Dans ce contexte et pour surmonter ces limitations, nous présentons le développement de la microscopie multiphoton à feuille de lumière, qui combine la fluorescence excitée à deux photons avec l'illumination orthogonale par nappe laser. Tout d'abord, nous introduirons le principe de cette méthode et démontrerons ses performances pour maintenir une haute résolution spatiale en profondeur dans les tissus biologiques, ainsi qu'une vitesse d'acquisition élevée et une faible phototoxicité [2]. De plus, nous présenterons une nouvelle méthode d'imagerie multicolore, basée sur le mélange de fréquences pour obtenir une excitation biphotonique optimale et simultanée de trois chromophores dont les spectres d'absorption ne se recouvrent pas. Ces approches ouvrent de nouvelles perspectives d'imagerie rapide, *in vivo*, et multicolore pour des études multidimensionnelles et multi-échelles en biologie du développement et en neurosciences. Nous

illustrerons ses perspectives avec l'imagerie du développement de l'embryon de drosophile et l'enregistrement rapide d'images multicolores du cœur battant dans des embryons de poisson zèbre. Dans ce dernier cas, le photo-blanchiment négligeable des fluorophores et la bonne résolution spatio-temporelle permettent de capturer les mouvements cellulaires individuels pendant un cycle cardiaque [3]. Enfin, nous montrerons que l'utilisation d'une excitation dans le proche infrarouge en microscopie multiphoton à feuille de lumière est parfaitement adaptée à l'imagerie fonctionnelle et tridimensionnelle du cerveau entier de larves de poisson zèbre avec une résolution cellulaire [4]. En effet, cette méthode élimine les effets perturbateurs de la photostimulation associée à l'imagerie fonctionnelle utilisant une excitation des fluorophores dans le domaine visible. Ainsi, la microscopie multiphoton à feuille de lumière peut être considérée comme une méthode de choix pour l'analyse de l'activité neuronale à l'échelle de l'ensemble du cerveau, en particulier dans le cas des processus impliquant une stimulation visuelle ou une activité sensible à l'environnement lumineux.

REMERCIEMENTS

Je remercie l'ensemble des contributeurs des travaux présentés : T.V. Truong, D.S. Koos, J.M. Choi, et S.E. Fraser à Caltech (Californie, USA) ; P. Mahou, J.M. Sintes et E. Beaupaire à l'Ecole polytechnique (France) ; S. Wolf, G. Debregeas, S. Kruglik et R. Candelier à l'UPMC (France) ; ainsi que J. Vermot à l'IGBMC (France). Ce travail a été soutenu par le NIH (CEGS grant), l'Agence Nationale de la Recherche (ANR-2010-JCJC-1510-1501, ANR-11-EQPX-0029), l'Union Européenne (European Union Seventh Framework Programme - Marie Curie International Reintegration Grant no. 268379), et la Fondation Louis D. de l'Institut de France.

RÉFÉRENCES

- [1] Pantazis, P. and W. Supatto, *Advances in whole-embryo imaging: a quantitative transition is underway*. Nature Reviews Molecular Cell Biology, 2014. **15**(5): p. 327-339.
- [2] Truong, T.V., et al., *Deep and fast live imaging with two-photon scanned light-sheet microscopy*. Nature Methods, 2011. **8**(9): p. 757-760.
- [3] Mahou, P., et al., *Multicolor two-photon light-sheet microscopy*. Nature Methods, 2014. **11**(6): p. 600-601.
- [4] Wolf, S., et al., *Whole-brain functional imaging with two-photon light-sheet microscopy*. Nature Methods, 2015. **12**(5): p. 379-380.

NANO-OPTIQUE: UNE FENÊTRE INATTENDUE SUR LES ÉCHELLES NANOMÉTRIQUES

Michel Orrit¹

¹ Huygens-Kamerlingh Onnes Laboratory, Leiden University, Niels Bohrweg 2, 2300 RA Leiden, Netherlands
orrit@physics.leidenuniv.nl

RÉSUMÉ

L'observation optique en champ lointain de nano-objets individuels, molécules, nanocristaux ou nanoparticules, donne accès à des informations résolues en temps, fréquence ou espace provenant d'une région de l'échantillon beaucoup plus petite que la limite de diffraction. La puissance de ces méthodes est illustrée par des exemples pris dans nos travaux des dernières années, dont beaucoup utilisent la concentration du champ optique par des structures plasmoniques.

MOTS-CLEFS : *molécules individuelles, nanoparticules d'or, piège optique, exaltation de fluorescence*

1. INTRODUCTION

L'isolation de molécules ou de nanoparticules uniques permet d'éliminer complètement l'hétérogénéité toujours présente dans les échantillons macroscopiques [1,2]. La nouvelle fenêtre ainsi ouverte révèle les distributions de propriétés à travers l'espace et le temps.

2. DIFFUSION ROTATIONNELLE

La fluorescence de molécules ou la photoluminescence de nanoparticules métalliques est souvent polarisée par rapport aux axes de ces objets. Il est donc possible, par suivi de polarisation de fluorescence, de connaître l'orientation instantanée d'objets individuels dans le champ observé. Appliquant cette méthode à un liquide surfondu (glycérol entre 200 et 240 K), nous avons étudié l'hétérogénéité dynamique de ce verre moléculaire. Des molécules de colorants permettent l'étude entre 200 et 215 K avec des temps rotationnels compris entre 1 ms et 1 s. A de plus hautes températures (225-240 K), des nanobarreaux (nanorods) d'or permettent de suivre la diffusion rotationnelle sur des échelles spatiales beaucoup plus grandes, entre 20 et 50 nm [3]. La surprenante observation de l'hétérogénéité dans ces dernières conditions (Fig. 1) montre que les longueurs de corrélation de l'hétérogénéité sont beaucoup plus étendues que ce qui était supposé jusqu'alors, et confirme des observations antérieures en diffusion de la lumière et des rayons X aux petits angles par le groupe de Fischer.

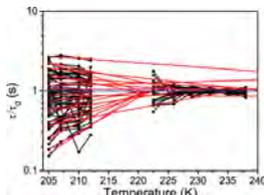


Fig. 1 : Hétérogénéité des temps de diffusion rotationnelle de molécules (à gauche) et de nanobarreaux d'or (à droite) et son évolution avec la température (d'après [3]).

3. CONTRASTE PHOTOTHERMIQUE

La détection de petits objets peut bénéficier de techniques d'optique nonlinéaire. Par exemple, le contraste photothermique utilise la variation d'indice produite par l'absorption d'un objet dans le milieu environnant, qui agit comme détecteur de l'énergie thermique dissipée. L'inhomogénéité d'indice, ou lentille thermique, diffuse une onde sonde incidente (Fig.2). Cette méthode permet une détermination directe de l'absorption optique, même en l'absence totale de fluorescence. On peut ainsi détecter des particules d'or de quelques nanomètres de diamètre avec un bon rapport signal à bruit [4] et jusqu'à des molécules individuelles.

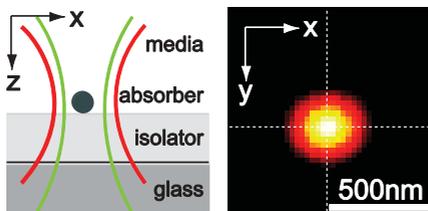


Fig. 2 : Diagramme de principe de l'imagerie photothermale employant un faisceau pompe (vert) et un faisceau sonde (rouge) et détectant les variations thermiques d'indice. Exemple de signal provenant d'une nanoparticule d'or de 20 nm de diamètre (d'après réf. [4]).

4. CAPTEUR PLASMONIQUE

Le champ proche de structures plasmoniques comme des nanobâtonnets d'or permet la détection de nanoparticules ou de molécules non fluorescentes. Par exemple, des molécules non absorbantes de protéine sont détectées lors de leur adsorption sur les extrémités du bâtonnet par le déplacement du plasmon induit par leur contraste d'indice avec la solution tampon environnante. Les événements discrets d'adsorption et de désorption apparaissent comme des sauts d'absorption optique (voir Fig.3) détectée par contraste photothermique [5].

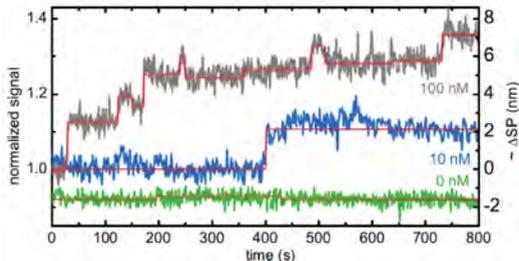


Fig. 3 : Traces temporelles du signal photothermique d'un nanobâtonnet d'or montrant les événements discrets d'adsorption et de désorption de molécules de protéine (streptavidine/phyco-érythrine ; d'après réf. [5]).

5. EXALTATION DE FLUORESCENCE

Les nanostructures plasmoniques peuvent concentrer le champ optique sur des régions très restreintes, de l'ordre de quelques dizaines de nm ou inférieures. Deux effets contribuent à ce confinement ; l'un purement géométrique est voisin de l'effet de pointe bien connu en électrostatique (effet paratonnerre), l'autre exploite l'amplification plasmonique par la structure à la fréquence visible de résonance. Dans le cas de nanobâtonnets d'or, le premier effet est modeste, mais le second est important par suite de la finesse de la résonance plasmonique (environ 100 meV

ou 800 cm⁻¹ dans les cas les plus favorables). Nous avons exploité le confinement des ondes optiques pour exalter la fluorescence d'un colorant peu brillant, le violet cristallisé (rendement de fluorescence 2%). Les facteurs d'exaltation dépassent 1000 et résultent d'une exaltation de l'absorption par un facteur 100 et d'une exaltation de l'émission par un facteur 10 environ. Ces observations sont en bon accord avec des simulations par éléments finis dipolaires [5].

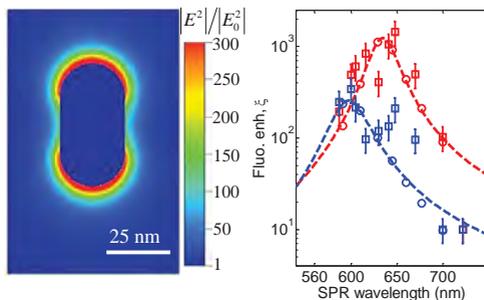


Fig. 4 : Distribution de l'intensité lumineuse autour d'un nanobareau d'or excité à la résonance plasmon longitudinale. Noter la forte exaltation près des extrémités, dépassant un facteur 250. A gauche la dépendance en longueur d'onde du facteur global d'exaltation pour deux longueurs d'onde d'excitation (633 nm en rouge et 532 nm en bleu). Les mesures (carrés) sont en bon accord avec les simulations (cercles) et suivent la forme lorentzienne de résonance plasmon longitudinale (d'après réf. [6]).

Ces travaux montrent la puissance des méthodes nano-optiques pour accéder aux échelles de l'ordre du nanomètre. La sélection d'objets uniques permet de se débarrasser des distributions de paramètres microscopiques et d'accéder directement aux dynamiques temporelles, sans qu'une synchronisation de divers systèmes soit nécessaire. Cela est très utile dans l'étude de phénomènes brefs et non reproductibles comme l'ébullition explosive d'un liquide autour de nanoparticules d'or chauffées optiquement [7].

Remerciements : Les travaux exposés ont été effectués par des thésards et chercheurs post-doctoraux au cours des 5 dernières années, en particulier Alexander Gaiduk, Peter Zijlstra, Saumyakanti Khatua, Pedro Paulo, Paul Ruijgrok, Mustafa Yorulmaz, Haifeng Yuan, Kuai Yu et Lei Hou. L'auteur remercie également les agences de financement ERC, FOM et NWO.

RÉFÉRENCES

- [1] F. Kulzer, T. Xia, M. Orrit, "Single molecules as nanoprobe for soft and complex matter" *Angew. Chem. Int. Ed.* 49, 854-866, 2010.
- [2] P. Zijlstra and M. Orrit, "Single metal nanoparticles: optical detection, spectroscopy, and applications" *Rep. Progr. Phys.*, vol. 74, 106401 (55 pp), 2011.
- [3] H. Yuan, S. Khatua, P. Zijlstra, M. Orrit, "Individual gold nanorods report on dynamical heterogeneity in supercooled glycerol" *Faraday Disc.*, vol. 167, 515-527, 2013.
- [4] A. Gaiduk, P. V. Ruijgrok, M. Yorulmaz, M. Orrit, "Detection limits in photothermal microscopy" *Chem. Sci.* 1, 343-350, 2010.
- [5] P. Zijlstra, P. M. R. Paulo, Michel Orrit "Optical detection of single non-absorbing molecules using the surface plasmon resonance of a gold nanorod" *Nat. Nanotech.* 7, 379-382, 2012.
- [6] S. Khatua, P. M. R. Paulo, H. Yuan, A. Gupta, P. Zijlstra, M. Orrit, "Resonant plasmonic enhancement of single-molecule fluorescence by individual gold nanorods" *ACS Nano* 8, 4440-4449, 2014.
- [7] L. Hou, M. Yorulmaz, N. R. Verhart, M. Orrit, "Explosive formation and dynamics of vapor nanobubbles around a continuously heated gold nanosphere" *New J. Phys.* 17, 013050 (9 pp), 2015.

Nano-Optomechanics in a Focused Laser Beam

Olivier Arcizet

Institut Néel CNRS, 25 rue des martyrs, 38042 Grenoble, France

Summary

We investigate the dynamics of a silicon carbide nanowire immersed in a strongly focused light field. The optomechanical interaction permits measuring with a large dynamics the vibrations of the sub-wavelength sized nanoresonator and analyzing the 2D structure of its thermal noise. We cartography the light-nanowire interaction within the tightly focus laser beam and investigate the 2D specificities of the optomechanical backaction. In particular a novel dynamical instability is observed and analyzed in regions of strong force field vorticity. The optomechanical interaction serves to investigate the light-matter interaction of our nanowires. Furthermore it demonstrates the capacity to use them as universal ultrasensitive vectorial force field sensor, whose potential is illustrated on the imaging of strongly confined electrostatic force fields.

We investigate the optomechanical coupling of a propagating light beam to a sub-wavelength sized nanoresonator. Our experiment consists in a silicon carbide nanowire, positioned at the waist of a strongly focused laser beam generated with high numerical aperture objectives. Using the transmitted light, collected on a quadrant photodiode through a second microscope objective, we measure with a large dynamics the thermal noise of the nanowire. The degeneracy within each longitudinal flexural mode family is generally lifted due to a deviation from the perfect cylindrical symmetry, leading to perpendicular eigenmodes which can be resolved for sufficiently large mechanical quality factors. Their dual orientations, once experimentally determined, permits using the nanowire as an ultrasensitive vectorial force sensor, thermal noise limited at the attonewton level.

Using a pump-probe technique, we measured for each position within the waist area the local optical force applied on the nanowire by a second, intensity modulated, laser beam. By doing so we can verify that the force is in phase with the intensity modulation, as expected for pure radiation pressure forces. We establish the cartography of the optical force field, as illustrated in Fig. 1, which permits visualizing the converging/diverging vector flow before and after the waist area. Also visible is the rotational character of the measured force field, whose vorticity is particularly important on each side of the optical waist.



Fig. 1 Left: SEM image of a typical silicon carbide nanowire with 150 nm diameter. Right: schematics of the experiment: we cartography the optical force field exerted on the nanowire by a strongly focused laser beam.

We then investigate the dynamical backaction of the force field on the nanowire dynamics and demonstrate a perfect agreement with a theoretical description taking into account the bidimensional character of the problem. By positioning the nanowire in a region of strong vorticity, we observed and analysed a bifurcation in the nanowire dynamics followed by a dynamical instability of a novel kind in optomechanics, inherent to the non-conservative nature of the light-matter interaction.

This presentation will also permit illustrating the potential of exploiting this 2D backaction to turn our nano-resonators into ultrasensitive scanning probe vectorial force sensors, with sensitivities in the attonewton range, representing an improvement of several orders of magnitude with respect to commercial atomic force microscopes.

References

- [1] A. Gloppe et al, "Bidimensional nano-optomechanics and dynamical backaction in a non-conservative radiation force field", *Nature Nano.* **9**, 920 (2014).

AUTO-ASSEMBLAGES MOLECULAIRES ORGANISES SUR GRAPHENE : CONTROLE DE L'ABSORPTION OPTIQUE ET DE LA LUMINESCENCE.

Sylvain Le Liepvre, Maud Jaouen, Tessnim Sghaier, Ludovic Douillard, Céline Fiorini-Debuisschert, Fabrice Charra¹, Ping Du, Fabrice Mathevet, David Kreher, André-Jean Attias²

¹ *Laboratoire de Nanophotonique, Service de Physique de l'État Condensé, UMR CEA-CNRS 3680, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France*

² *Laboratoire de Chimie des Polymères, Institut Parisien de Chimie Moléculaire, UMR 8232, Université Pierre et Marie Curie, Site Le Raphaël, 3, rue Galilée 94200 Ivry-sur-Seine, France*

fabrice.charra@cea.fr

RÉSUMÉ

Les propriétés optiques d'assemblages de molécules absorbantes ou luminescentes peuvent être spectaculairement différentes de celles des mêmes molécules isolées ou en phase diluée. Or, un simple feuillet de graphène peut jouer le rôle de gabarit à l'échelle atomique afin de réaliser des architectures moléculaires presque sur-mesure, par auto-assemblage. Ces techniques permettent ainsi de contrôler les spectres d'absorption et d'émission de lumière ainsi que les phénomènes de transferts d'excitation ou de charges et ce pour un même luminophore. Le graphène étant transparent et conducteur électrique, les propriétés optiques peuvent être mesurées facilement et analysés en fonction de la structure à l'échelle atomique déterminée par microscopie à effet tunnel (STM). Par ailleurs, le feuillet de graphène réalisé par dépôt de vapeur chimique (CVD) sur cuivre peut être transféré sur différents substrats. Il est ainsi possible de réaliser des systèmes hybrides, combinant par exemple des assemblages organisés de luminophores et des nanostructures métalliques, tous deux présentant des modes collectifs d'oscillations électroniques – exciton délocalisé pour le premier et plasmon pour le second – qui se trouvent alors en forte interaction.

MOTS-CLEFS : *agrégats moléculaires ; graphène ; plasmonique ; modes collectifs*

1. INTRODUCTION

Dans les phases condensées, l'organisation microscopique des espèces absorbantes ou luminescentes joue un rôle central sur les propriétés optiques de l'assemblage, celles-ci pouvant être spectaculairement différentes des propriétés de la même espèce prise isolément ou en phase diluée. Un exemple est donné par les modes collectifs d'oscillation d'agrégats moléculaires peuvent être à l'origine d'une suppression complète de luminescente (agrégats H) ou au contraire d'une accélération spectaculaire de celle-ci (agrégats J), selon la géométrie de l'assemblage (côte-à-côte ou alignés, respectivement). Or, nous avons montré qu'un feuillet unique de graphène peut être utilisé comme gabarit à l'échelle atomique afin de dicter l'organisation spontanée de briques de construction moléculaires conçues spécifiquement (« tectons »). On réalise ainsi des architectures moléculaires presque sur-mesure, dont on peut facilement mesurer les propriétés d'absorption et de luminescence grâce à la grande transparence optique du graphène. Ces résultats peuvent être analysés par rapport à la structure à l'échelle atomique obtenue grâce au microscope à effet tunnel (STM).[1] La figure 1 illustre les différentes structures accessibles, microcristaux, monocouches 2D de

luminophores au contact ou isolés du substrat de graphène, ou en interaction avec des nanostructures plasmoniques.

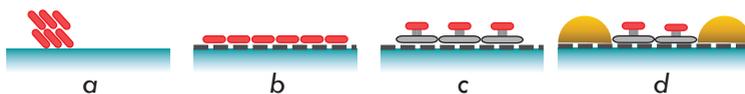


Fig. 1 : Illustration des différentes structures obtenues. *a* : micro/nanocristaux obtenus par dépôt de luminophores (rouge) directement sur substrat de quartz (bleu). *b* : monocouche organisée par dépôt sur graphène (tirets noirs) transféré sur quartz. *c* : monocouche de tectons 3D comprenant le luminophore et un piédestal (gris) gérant l'organisation 2D et jouant le rôle de barrière vis-à-vis du graphène. *e* : codépôt de nanostructures plasmoniques d'or et de tectons 3D.

2. ABSORPTION OPTIQUE D'UN ASSEMBLAGE BIDIMENSIONNEL DE COLORANTS

Une illustration de ces principes est fournie par l'exemple d'une molécule π -conjuguée de colorant classique, le C13-PTCDI (N,N'-ditridécyl-3,4,9,10-perylenedicarboximide) connue pour ses facultés d'organisation sur le graphène induit par la présence de longues chaînes alkyles linéaires. Nous avons montré par STM que ces propriétés sont identiques sur un mono-feuillet de graphène CVD, y-compris après son transfert sur un substrat transparent. Comme le montre la figure 2, l'assemblage induit par le graphène se traduit par un fort décalage vers le rouge du spectre optique par rapport à la molécule isolée (en solution) et de structure très différente de celle obtenue en absence de graphène, qui est alors identique à celui de microcristaux. L'analyse détaillée de ce spectre, et en particulier de ses structures vibroniques, [2] montre une délocalisation partielle de 25% de l'énergie d'excitation sur les molécules voisines, cet effet de délocalisation étant limité par un effet d'écrantage du graphène.

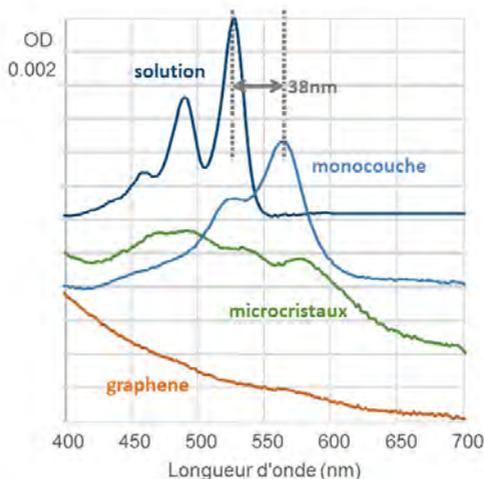


Fig. 2 : Spectres d'absorption optique mesurés en transmission pour une solution de C13-PTCDI, des microcristaux sur quartz (voir figure 1a), et une monocouche organisée sur graphène (figure 1b), après soustraction de l'absorption de ce dernier.

3. LUMINESCENCE D'UN ASSEMBLAGE DE BRIQUES TRIDIMENSIONNELLES

Afin de limiter les transferts d'excitation de type Dexter (échange d'électrons) avec le graphène, nous avons utilisé des tectons à deux niveaux : une base s'adsorbant sur le graphène et gérant l'organisation dans le plan et un colorant fluorescent de PTCDI cette fois-ci maintenu à distance du substrat. L'organisation moléculaire a été analysée par STM (figure 3) et révèle une parfaite organisation de la base, le PTCDI, maintenu par un lien flexible, présentant un désordre plus marqué.

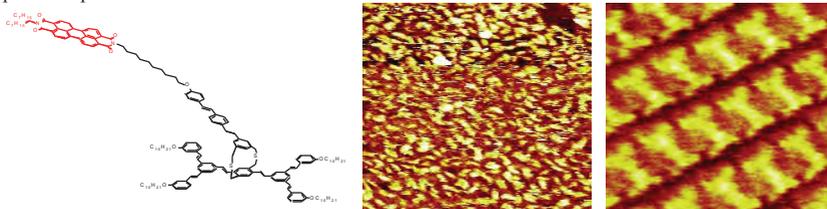


Fig. 3 : Structure moléculaire du tecton 3D (à gauche) ; images par STM de la structure auto-assemblée 2D formée sur HOPG (au centre, 40×40nm²) et de la structure formée par le piédestal sur le feuillet de graphène (à droite, 11×11nm²).

Alors qu'aucune luminescence n'est observée pour le C13-PTCDI adsorbé directement sur graphène, la structure 3D permet de restaurer une luminescence avec un rendement quantitatif. Comme en absorption, le décalage spectral et le signe d'une délocalisation de l'excitation.

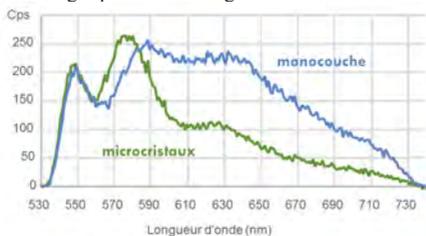


Fig. 4 : Spectres de fluorescence du tecton 3D décrit en figure 3 sous forme de microcristaux sur quartz (voir figure 1a) ou de monocouche organisée sur graphène (figure 1b).

4. CONCLUSION, SYSTEMES HYBRIDES

De nombreux types de tectons intégrant des luminophores ont été conçus et testés, montrant la flexibilité de ces principes conduisant à une grande variété de propriétés dues aux interactions entre molécules. Par ailleurs, le feuillet de graphène CVD peut accueillir simultanément des nanostructures métalliques ou être transférées sur celles-ci. Il est ainsi possible de réaliser des systèmes hybrides, combinant des assemblages organisés de luminophores et des nanostructures métalliques, tous deux présentant des modes collectifs d'oscillations électroniques - exciton délocalisé pour le premier et plasmon pour le second - qui se trouvent alors en forte interaction.

RÉFÉRENCES

- [1] Ping Du *et al.*, „Surface-Confined Self-Assembled Janus Tectons: A Versatile Platform towards the Noncovalent Functionalization of Graphene“, *Angew. Chem. Int. Ed.*, vol. 53, pp. 10060-10066, 2014.
- [2] Frank C. Spano and Hajime Yamagata, „A Direct Means of Determining the Exciton Coherence Length from the Photoluminescence Spectrum“, *J. Phys. Chem. B*, vol. 115, pp. 5133–5143, 2011

OPTIQUE ADAPTATIVE EXTREME : IMAGERIE EN MILIEUX DIFFUSANTS

Sylvain Gigan

¹ Laboratoire Kastler Brossel, ENS-PSL Research University, CNRS, UPMC-Sorbonne universités, Collège de France ; 24 rue Lhomond, F-75005 Paris, France

Sylvain.gigan@lkb.ens.fr

RÉSUMÉ

Le contrôle de front d'onde a récemment émergé comme une technique puissante pour contrôler la lumière à travers les milieux diffusants, étendant les concepts de l'optique adaptative au régime de diffusion multiple. Parmi les méthodes permettant de focaliser ou imager, la mesure de la matrice de transmission est une des plus fécondes, et permet de focaliser ou d'imager, dans et à travers les milieux diffusants. Des perspectives vers l'imagerie en profondeur dans les tissus biologiques seront présentées.

MOTS-CLEFS : *Contrôle de front d'onde, milieux diffusants, imagerie*

Lorsque la lumière pénètre dans un milieu diffusant, tel un tissu biologique, la lumière est déviée et diffusée par les inhomogénéités du milieu. La lumière dite « balistique » permet de récupérer une image, pourvu qu'on sache sélectionner cette lumière du fond diffus, c'est le principe des tomographies optiques de Cohérence, des microscopies confocales et non-linéaires. Malheureusement, la lumière balistique décroît exponentiellement avec la profondeur, et la microscopie dans les tissus biologiques est limitée aux premières centaines de microns. Néanmoins, la lumière diffusée n'est pas complètement inutilisable: la diffusion, même extrêmement complexe, reste un phénomène déterministe, et les interférences produites par cette diffusion (les tavelures – ou speckle en anglais) ne sont pas seulement un fond qu'on cherche à éliminer : il est possible de contrôler le speckle et de l'utiliser pour l'imagerie à grande profondeur. Pour cela, il est nécessaire de manipuler la lumière incidente : les outils de contrôle de front d'onde que sont les modulateurs spatiaux de lumière (ou spatial light modulators –SLM en anglais) permettent de contrôler le front d'onde incident sur un très grand nombre de degrés de libertés. Plusieurs méthodes ont été développées pour trouver le front d'onde « optimal » permettant ainsi de focaliser la lumière à travers un milieu désordonné fixe : des méthodes d'optimisation itérative [1], ou par conjugaison de phase digitale, enfin grâce à la méthode que nous avons développé de mesure de la matrice de transmission du milieu [2-5]. Cette matrice de transmission, très complexe et en apparence aléatoire, décrit la propagation de la lumière à travers le milieu. Une fois mesurée, elle

donne accès à l'information permettant de, par exemple, focaliser la lumière à volonté [3], reconstruire une image par inversion [4].

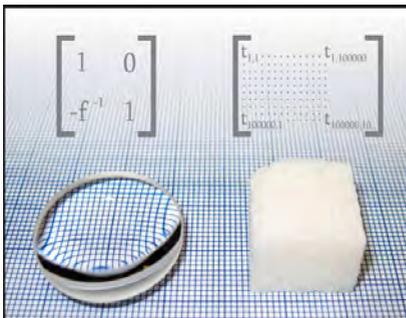


Figure 1 : Principe de la matrice de transmission d'un milieu complexe. Tout comme une lentille peut être représentée par une matrice simple, avec un seul paramètre, sa focale f , un milieu opaque (à droite) transmet également la lumière, mais de manière beaucoup plus complexe. Si on connaît sa matrice de transmission, on peut néanmoins l'exploiter pour imager, focaliser, polariser, filtrer spectralement etc. (image : A. Mosk – Ref 2)

Pour comprendre comment fonctionnent ces techniques, il est intéressant de les comparer avec le domaine de l'optique adaptative, déjà bien établi en particulier pour l'astronomie ou l'imagerie de l'œil. Dans son implémentation la plus classique, on vise à compenser le front d'onde de la lumière, avant ou après un milieu aberrant, afin de former une image nette. Cela revient à mesurer les aberrations, en général de bas ordre et de fréquences spatiales modérées, au passage à travers le milieu que l'on souhaite corriger, et à envoyer le front d'onde permettant de les annuler sur un miroir déformable c'est à dire une membrane où quelques dizaines d'actuateurs permettent de corriger les perturbations du front d'onde. Si le milieu n'est pas trop aberrant ni trop épais, la correction est parfaite et s'applique dans un grand champ, on récupère pour le système optique dans son ensemble une résolution en principe à la limite de diffraction. Mais lorsque l'épaisseur augmente, le milieu devient plus compliqué à corriger : les aberrations ne sont pas les mêmes pour tous les points du champ. En parallèle, si la perturbation du front d'onde devient trop forte, elle devient impossible à corriger convenablement par le miroir déformable, car trop complexe. Néanmoins, si l'optique adaptative conventionnelle échoue à corriger les milieux épais et ou trop complexes, les concepts eux, sont encore valides. Les méthodes de contrôle de front d'onde en diffusion multiple peuvent en effet être vues comme un cas extrême d'optique adaptative : focaliser, c'est trouver le front d'onde qui va reformer une tache de diffraction « parfaite » malgré la diffusion multiple. Ce front d'onde corrigé idéal est très complexe : c'est en fait un speckle, et il faut donc un SLM, comptant un très grand nombre de degrés de libertés, afin de pouvoir générer un front d'onde capable de s'en approcher. Enfin, la diffusion étant très complexe, ce front d'onde est en principe très différent pour deux points, même très voisins. L'isoplanétisme de la correction, très grand en optique adaptative conventionnelle, est ici presque nul.

Ces techniques, seules capables de donner des images à la limite de diffraction dans un régime de diffusion multiple, ouvrent des perspectives importantes pour l'imagerie en profondeur dans les tissus biologiques. Néanmoins, ces techniques restent lentes, et les tissus biologiques restent difficiles, en particulier pour l'imagerie in-vivo. Je détaillerai néanmoins les efforts récents menés dans l'équipe [6-8], et dans le monde pour amener ces expériences de la preuve de principe à l'application.

RÉFÉRENCES

- [1] Vellekoop, I. M., & Mosk, A. P. (2007). Focusing coherent light through opaque strongly scattering media. *Optics Letters*, 32, 2309–2311.
- [2] van Putten, E. G. V., & Mosk, A. (2010). The information age in optics: Measuring the transmission matrix. *Physics*, Vol. 3, Issue, Id. 22, 3, 22.
- [3] Popoff, S. M., Lerosey, G., Carminati, R., Fink, M., Boccarda, A.-C., & Gigan, S. (2010). Measuring the Transmission Matrix in Optics: An Approach to the Study and Control of Light Propagation in Disordered Media. *Physical Review Letters*, 104(10), 100601. doi:10.1103/PhysRevLett.104.100601
- [4] Popoff, S., Lerosey, G., Fink, M., Boccarda, A.-C., & Gigan, S. (2010). Image transmission through an opaque material. *Nature Communications*, 1(6), 1. doi:doi:10.1038/ncomms1078
- [5] Chaigne, T., Katz, O., Boccarda, A. C., Fink, M., Bossy, E., & Gigan, S. (2013). Controlling light in scattering media non-invasively using the photoacoustic transmission matrix. *Nature Photonics*, 1–7. doi:10.1038/nphoton.2013.307
- [6] S.Schott, J.Bertolotti, J.F. Léger, L. Bourdieu, S. Gigan, Characterization of the angular memory effect of scattered light in biological tissues, arXiv:1502.00270
- [7] Katz, O., Heidmann, P., Fink, M., & Gigan, S. (2014). Non-invasive single-shot imaging throughscattering layers and around corners viaspeckle correlations. *Nature Photonics*, 1–7. doi:10.1038/nphoton.2014.189
- [8] D. Andreoli, G. Volpe, S. Popoff, O. Katz, S. Grésillon, Gigan, Deterministic control of broadband light through a multiply scattering medium via the multispectral transmission matrix, arXiv:1412.03681

METAMATERIAUX : DE L'OPTIQUE AUX ONDES SISMQUES.

Stéphane Brûlé², Emmanuel Javelaud², Stefan Enoch¹, Sébastien Guenneau¹

¹ Ménard, 91 620 Nozay, France

² Aix Marseille Université, CNRS, Institut Fresnel, 13013 Marseille, France.

stephane.brule@menard-mail.fr; sebastien.guenneau@fresnel.fr

RÉSUMÉ

L'objectif du présent article est de mettre en avant des analogies entre les métamatériaux structurés à l'échelle nanométrique ou micrométrique pour le contrôle des ondes électromagnétiques et des sols structurés à l'échelle métrique pour le contrôle des ondes sismiques de surface. La transposition des métamatériaux au génie sismique s'appuie sur un modèle numérique pour des ondes de plaques ainsi que sur un dispositif d'une expérience en grandeur nature réalisée avec une source de vibration de type vibrocompactage située dans le voisinage d'un réseau de cylindres verticaux vides forés dans un sol sédimentaire de la région grenobloise.

MOTS-CLEFS : *métamatériau, optique, sismique, anisotropie artificielle*

1. INTRODUCTION

Des études théoriques et expérimentales sur le contrôle des ondes électromagnétiques sont réalisées depuis le début du 21^{ème} siècle avec des métamatériaux qui sont des milieux présentant des motifs périodiques (ou non) avec des propriétés physiques contrastées qui conduisent notamment à de la réfraction négative [1] ou de l'anisotropie artificielle. Les deux paradigmes des métamatériaux sont la lentille parfaite et la cape d'invisibilité en microondes de John Pendry [2]-[3]. Ces travaux ont inspiré le design de capes d'invisibilité par transformée d'espace pour des ondes mécaniques de cisaillement et de pression dans les solides [4], ainsi que pour des ondes de plaques [5]-[6].

Depuis 2012, nous appliquons ces concepts, par changement d'échelle, aux ondes sismiques dans des sols sédimentaires structurés à l'échelle métrique [7]. L'objet de cet article est de présenter l'interaction que nous avons observée sur la propagation d'un signal sismique dans des géomatériaux que sont les sols dans lesquels ont été incorporés un réseau d'éléments aux propriétés mécaniques très différentes de celles des sols d'origine. Il s'agit dans le cas présent de cylindres forés non remplis dans un sol argileux. Le principe d'une expérimentation en vraie grandeur est décrit et la carte d'énergie comparée au résultat d'une simulation numérique d'onde de plaque.

2. DESCRIPTION ET INTERPRETATION DE L'EXPERIENCE DE METAMATERIAU SISMIQUE

La zone test a été identifiée en région grenobloise pour l'homogénéité des sols argileux de couverture et pour la profondeur du substratum sismique dont le toit est localisé au delà de 200 m de profondeur. Le dispositif réalisé en août 2012 (figure 1) consiste en un maillage régulier de trois lignes de forages de 320 mm de diamètre, non remplis, de 5 m de profondeur. L'entraxe des colonnes est de 1.73 m. La fréquence de la source est de 50 Hz avec 14 mm de déplacement latéral dans le plan horizontal (x,y). Les capteurs utilisés sont des vélocimètres à trois composantes (z, y, z) avec une fréquence d'échantillonnage de 1 kHz. En raison de la forte atténuation attendue, la source est située à 1.5 m de la grille en distance horizontale avec des mesures effectuées à 1 et 2 m de profondeur. Les vitesses des ondes de surface sont de l'ordre de 78 m/s. La longueur d'onde du signal à la source est de 1.56 m. A dix mètres de la source, nous avons vérifié que le rapport signal sur bruit demeurait supérieur à deux pour tous les capteurs concernés. Les résultats obtenus montrent, entre la deuxième et la troisième rangée de forages, un très fort abattement d'énergie [7]. Les résultats expérimentaux sont présentés en figure 1(b) sous forme de différence (terrain avec

forages / terrain sans forages) en énergie obtenue à partir de l'enregistrement des vitesses particulières et ils présentent de fortes similitudes avec la simulation numérique en figure 1(c).

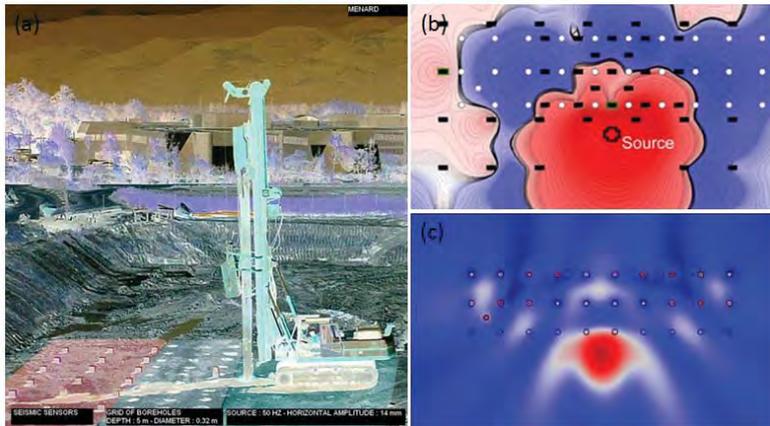


Fig. 1 : Expérience de métamatériau sismique en grandeur réelle : (a) Photo de l'expérience pour une onde sismique générée par une source de vibration de type vibrocompactage (zone verte à droite) qui interagit avec un réseau de cylindres verticaux vides forés dans le sol (zone bleue au centre) ; des velocimètres (zone rose à gauche) mesurent la vitesse des ondes de surface. (b) Carte de l'énergie extraite des données expérimentales de l'entreprise Ménard avec les trous représentés en disques blancs et les velocimètres en rectangles noirs; (d) Carte de l'énergie obtenue par simulation numérique à l'Institut Fresnel. Les échelles de couleurs en (b) et (c) sont linéaires (avec énergie minimale en bleu foncé et maximale en rouge vif).

CONCLUSION

L'apport de l'expérimentation conduite par la société Ménard est de mettre en avant la possibilité de réaliser des « barrières » anti-vibratiles pour les travaux du génie civil générant des signaux autour de 50 Hz, avec un métamatériau de type sol structuré. D'autres travaux menés sur un dispositif de lentille sismique pour des gammes de fréquence autour 10 Hz, démontrent un contrôle des ondes sismiques de surface qui peuvent être rencontrées lors de l'occurrence d'effets de site.

RÉFÉRENCES

- [1] V.G. Veselago, "The electromagnetics of substances with simultaneously negative values of ϵ and m ," *Soviet Physics Uspekhi*, vol. 10, pp. 509–514, 1968
- [2] J.B. Pendry, "Negative refraction makes a perfect lens," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, pp. 3966–3969, 2000
- [3] J.B. Pendry, D. Schurig and S. Smith, "Controlling electromagnetic fields," *Science*, vol. 312, pp. 1780–1782, 2006
- [4] M. Farhat, S. Guenneau, S. Guenneau and A.B. Movchan, "Cloaking bending waves waves propagating in thin elastic plates," *Phys. Rev. B*, vol. 79, 0033102, 2009
- [5] M. Farhat, S. Guenneau and S. Enoch, "Broadband cloaking of bending waves via homogenization of multiply perforated radially symmetric and isotropic thin elastic plates," *Phys. Rev. B*, vol. 85, 020301(R), 2012
- [6] N. Stenger, M. Wilhelm and M. Wegener, "Experiments on elastic cloaking in thin plates, *Phys. Rev. Lett.*," vol. 108, 014301, 2012
- [7] S. Brûlé, E. Javelaud, S. Enoch and S. Guenneau, "Experiments on Seismic Metamaterials : Molding Surface Waves, *Physical Review Letters*," vol. 112, 133901, 2014

HOLOGRAPHIE NUMERIQUE DE FRESNEL APPLIQUEE A L'ETUDE DE PHENOMENES ACOUSTIQUES

P. Picart^{1,2}, G. Penelet¹, M. Leclercq¹, V. Tournat¹

¹ Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine, UMR CNRS 6613, Université du Maine, Avenue O. Messiaen, 72085 Le Mans, cedex 9, France

² École Nationale Supérieure d'Ingénieurs du Mans, rue Aristote, 72085 Le Mans Cedex 9, France

pascal.picart@univ-lemans.fr

RÉSUMÉ

Cet article présente des méthodes d'holographie numérique de Fresnel et leurs applications à l'étude de phénomènes acoustiques. Les applications concernent l'étude de la propagation des ondes acoustiques dans les milieux granulaires, et l'étude d'un résonateur thermo acoustique.

MOTS-CLEFS : *holographie numérique, acoustique, milieux granulaires, thermo acoustique*

1. INTRODUCTION

Cet article présente des méthodes d'holographie numérique de Fresnel dédiées à l'étude de phénomènes acoustiques. Nous présenterons le principe et les fondamentaux de la méthode puis nous décrivons ses applications en acoustique. Dans un premier temps, on s'intéresse à l'étude de la propagation d'ondes acoustiques dans les milieux granulaires par holographie numérique couleur. Des résultats expérimentaux et numériques seront présentés. Dans un second temps, nous nous intéressons à l'étude d'un résonateur thermo acoustique. Les variations de densité mesurées par le dispositif permettent de mettre en évidence des phénomènes de transports inexpliqués en proche parois de l'échangeur thermique. La section 2 résume l'étude sur les milieux granulaires. La section 3 résume l'étude sur un moteur thermo acoustique.

2. ONDES ACOUSTIQUES DANS LES MILIEUX GRANULAIRES

Dans cette partie, nous présentons une méthode expérimentale basée sur l'holographie numérique trichromatique pour l'étude des mouvements 3D d'un milieu granulaire excité par une source acoustique. Le dispositif fournit une visualisation et une mesure 3D des ondes acoustiques se propageant à la surface d'un milieu granulaire. L'utilisation de trois longueurs d'onde différentes permet la mesure du champ des déplacements 3D en surface d'un objet, à partir de trois sensibilités différentes [1]. Le milieu granulaire est constitué de billes de sable de 100 microns de diamètre dans une cuve de 40 mm de hauteur et largeurs 350 mm à 450 mm. La surface est éclairée par les trois couleurs selon approximativement un trièdre dont les angles d'incidence sont mesurés avec précision. L'excitation d'une onde acoustique dans le milieu est effectuée par une tige métallique, enterrée et inclinée à 45°, reliée à un pot vibrant. On excite en régime sinusoïdal sur une bande de fréquences de 1000 à 2000Hz. Afin de calculer les composantes acoustiques, amplitude et phase, il est nécessaire d'extraire des hologrammes numériques couleurs 3 différences de phase acoustique pour chaque longueur d'onde. A titre d'exemple, la figure 1 montre à gauche le dispositif expérimental et à droite l'extraction de 3 variations de phases optiques repérées (13), (21) et (23) dans les trois longueurs d'ondes, pour trois fréquences différentes. Ces cartes de phase sont ensuite injectées dans l'algorithme de calcul des composantes acoustiques selon les 3 directions x, y, z d'un repère d'axes cartésiens attaché à la surface du milieu.

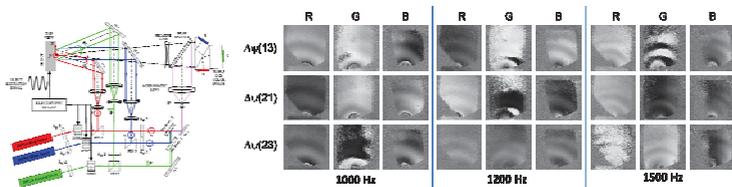


Fig. 1 : Gauche : dispositif expérimental pour étudier les milieux granulaires ; Droite : résultats obtenus à certaines fréquences acoustiques

3. ETUDE D'UN MOTEUR THERMOACOUSTIQUE

Les systèmes thermo acoustiques pourraient présenter plusieurs avantages sur les systèmes actuellement en usage : simplicité, robustesse, rendement raisonnable (rendement de l'ordre de 40 % du rendement de Carnot), miniaturisation possible... Ils présentent également un avantage majeur lié au fait qu'ils n'utilisent pas de fluides dangereux pour l'environnement. Ces systèmes font donc l'objet de recherches depuis environ 30 ans [2]. Dans ce domaine de recherche dans lequel l'analyse expérimentale des phénomènes est cruciale, un grand nombre d'aspects fondamentaux ne sont pas très bien compris. Cette partie présente une technique holographique numérique pour caractériser les phénomènes thermo-acoustique, et en particulier les effets à l'extrémité de la pile et de l'échangeur de chaleur. L'intérêt de l'holographie est que le mesurande primaire est un changement de phase qui est directement liée à la variation de densité de l'air, qui diffère de ceux obtenus avec VLD ou PIV. La figure 2(gauche) montre le schéma du dispositif expérimental, au centre la figure montre l'évolution de la masse volumique au cours du temps lors du déclenchement de l'onde acoustique à différentes distances de l'extrémité chaude du stack. Les résultats obtenus mettent en lumière des variations locales (à proximité du stack) très fortes du champ de masse volumique. Ceci indique que la double singularité que constitue l'extrémité du stack, qui est responsable d'effets de bords très marqués : la singularité géométrique responsable d'effets aérodynamiques complexes (génération de vortex) et d'autre part la singularité "entropique", caractérisée par la transition abrupte d'une zone poly tropique (le stack) avec échange de chaleur entre le fluide et les parois du résonateur. La figure 2(droite) montre les spectres des signaux du centre. Ces spectres font apparaître une composante très basses-fréquences, ce qui tend à indiquer que le champ de masse volumique subit une évolution lente, qui pourrait être attribuée à un mécanisme complexe de transport de chaleur induit par l'apparition de l'onde acoustique.

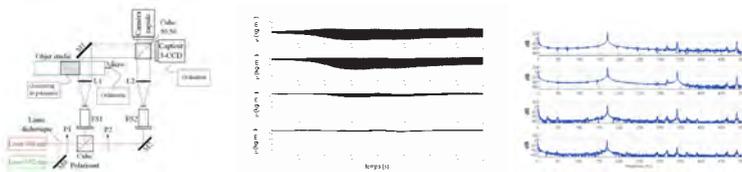


Fig. 2 : Gauche : dispositif expérimental ; Centre : masse volumique instantanée dans des zones proches du stack lors du déclenchement des auto-oscillations acoustiques ; Droite : spectres des signaux dans les zones de la figure du centre

RÉFÉRENCES

- [1] P. Tankam & al., "Real-time three-sensitivity measurements based on three-color digital Fresnel holographic interferometry", *Opt. Lett.* 35 2055-2057, 2010.
- [2] G.W. Swift, "Thermoacoustics engines," *Journal of the Acoustical Society of America* 84 (2009).

DIFFUSION BRILLOUIN ET PHONONS ACOUSTIQUES DANS LES FIBRES OPTIQUES SUB-LAMBDA

Vincent Laude¹, Jean-Charles Beugnot¹, Hervé Maillotte¹, Thibaut Sylvestre¹

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

vincent.laude@femto-st.fr

RÉSUMÉ

Dans cet article, nous revenons sur l'évolution conceptuelle récente de la description de la diffusion Brillouin dans les fibres optiques dont le diamètre est de l'ordre de la longueur d'onde optique. Partant des fibres photoniques à petit cœur qui supportent des phonons acoustiques de polarisation hybride, mélange de déplacements longitudinaux et de cisaillement, nous introduisons le concept de génération de paquets de phonons acoustiques *via* les forces optiques électrostrictives de volume et de surface.

MOTS-CLEFS : *Diffusion Brillouin ; Phonons acoustiques ; Électrostriction*

1. INTRODUCTION

L'explication standard de la diffusion Brillouin dans les milieux solides transparents repose sur la diffraction de la lumière par des ondes acoustiques se propageant en leur sein. Dans les fibres optiques en silice, la diffusion Brillouin stimulée (*stimulated Brillouin scattering*, SBS) est associée à des ondes acoustiques de pression ou de densité, de même nature que les ondes sonores, dont la polarisation est supposée purement longitudinale [1, 2]. Une telle description repose classiquement sur l'hypothèse que le milieu de propagation est très grand, donc que les ondes acoustiques ne voient pas les surfaces, mais provient également et fortuitement de la symétrie du tenseur photoélastique décrivant l'interaction acousto-optique de volume dans les milieux isotropes.

Lors de la diffusion Brillouin stimulée, l'onde optique diffractée est émise en sens inverse de l'onde incidente. Cette géométrie d'interaction correspond à l'accord de phase avec une onde acoustique dont le nombre d'onde est deux fois plus grand que la longueur d'onde optique, bien que sa vitesse soit environ 10^5 fois plus petite. Dans la diffusion Brillouin vers l'avant, les deux ondes optiques sont au contraire co-propagatives et le nombre d'onde acoustique axial est quasiment nul. Une telle onde se propage donc dans la section de la fibre et se réfléchit à l'interface avec la gaine. La diffusion Brillouin par des ondes acoustiques guidées par la fibre (*guided acoustic wave Brillouin scattering*, GAWBS) en résulte [3]. Malgré son nom, cette interaction fait intervenir des ondes élastiques de polarisation générale, aussi bien longitudinale que de cisaillement.

2. MODES ACOUSTIQUES HYBRIDES

Pourquoi ne passe-t-on pas continûment de la description de la diffusion Brillouin stimulée (vers l'avant) à celle du GAWBS, et que change le fait que les ondes élastiques voient la surface extérieure de la fibre ? Il y a une dizaine d'années environ, l'étude de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres photoniques à petit cœur a permis de répondre à ces questions [4, 5]. Quand le diamètre du cœur est de l'ordre de quelques microns ou moins, la fibre photonique supporte des modes élastiques guidés ; Ces modes ne sont autres que des phonons acoustiques de polarisation hybride, mélange de déplacements longitudinaux et de cisaillement. Dans le cas de la diffusion Brillouin vers l'avant, on retrouve les mêmes phonons acoustiques fortement confinés dans le cœur, mais considérés pour un nombre d'onde quasiment nul [6, 7].

3. ÉLECTROSTRICTION ET FORCES OPTIQUES

La théorie classique de l'interaction acousto-optique dans les milieux solides diélectriques fait intervenir le tenseur photoélastique, qui relie linéairement le vecteur déplacement électrique au champ de déformations accompagnant l'onde élastique. L'efficacité de cet effet de volume peut être évaluée à l'aide d'une intégrale de recouvrement impliquant le carré du champ électrique (correspondant aux deux ondes optiques) et le champ de déformation (*strain*). Réciproquement, le battement optique, interférence en temps et en espace des deux ondes optiques, génère une force de volume d'électrostriction dans le solide [8]. Armé de ce concept, il n'est plus nécessaire de supposer que les phonons élastiques impliqués dans l'effet Brillouin naissent de l'agitation thermique : les forces optiques peuvent produire ces phonons – pourvu que l'accord de phase rende leur génération efficace. En résolvant l'équation élastodynamique (gouvernant les ondes élastiques) dans un régime de réponse forcée, nous avons pu expliquer la forme spectrale du gain Brillouin spontané et relier SBS et GAWBS dans les fibres photoniques [9].

4. EFFETS DE SURFACE

En sus des interactions de volume, les interactions de surface doivent être considérées quand le diamètre de la fibre devient plus petit que quelques microns. En effet, la surface se déforme sous l'action de l'onde élastique et oscille avec elle. En conséquence, la relation de dispersion des modes optiques guidés est modulée à la fréquence acoustique – et à ses multiples [10, 11]. Le fait de diminuer le diamètre de la fibre conduit également au fait que le mode optique remplit tout le volume du cœur et s'étend dans l'air extérieur. Il est ainsi en situation d'interagir efficacement avec les ondes élastiques qui se propagent à la surface. La démonstration expérimentale de la diffusion Brillouin par ces ondes élastiques de surface a été apportée récemment [12].

RÉFÉRENCES

- [1] R. Y. Chiao, C. H. Townes, and B. P. Stoicheff, "Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 12, p. 592, 1964.
- [2] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3rd ed. Academic Press, 2008.
- [3] P. J. Thomas, N. L. Rowell, H. M. van Driel, and G. I. Stegeman, "Normal acoustic modes and Brillouin scattering in single-mode optical fibers," *Phys. Rev. B*, vol. 19, p. 4986, 1979.
- [4] V. Laude, A. Khelif, S. Benchabane, M. Wilm, T. Sylvestre, B. Kibler, A. Mussot, J. M. Dudley, and H. Maillotte, "Phononic band-gap guidance of acoustic modes in photonic crystal fibers," *Phys. Rev. B*, vol. 71, p. 045107, 2005.
- [5] P. Dainese, P. Russell, N. Joly, J. Knight, G. Wiederhecker, H. Fragnito, V. Laude, and A. Khelif, "Stimulated Brillouin scattering from multi-GHz-guided acoustic phonons in nanostructured photonic crystal fibres," *Nat. Phys.*, vol. 2, p. 388, 2006.
- [6] P. Dainese, P. Russell, G. Wiederhecker, N. Joly, H. Fragnito, V. Laude, and A. Khelif, "Raman-like light scattering from acoustic phonons in photonic crystal fiber," *Optics express*, vol. 14, p. 4141, 2006.
- [7] J.-C. Beugnot, T. Sylvestre, H. Maillotte, G. Mélin, and V. Laude, "Guided acoustic wave Brillouin scattering in photonic crystal fibers," *Opt. Lett.*, vol. 32, p. 17, 2007.
- [8] N. M. Kroll, "Excitation of hypersonic vibrations by means of photoelastic coupling of high-intensity light waves to elastic waves," *J. Appl. Phys.*, vol. 36, p. 34, 1965.
- [9] J.-C. Beugnot and V. Laude, "Electrostriction and guidance of acoustic phonons in optical fibers," *Phys. Rev. B*, vol. 86, p. 224304, 2012.
- [10] P. T. Rakich, C. Reinke, R. Camacho, P. Davids, and Z. Wang, "Giant enhancement of stimulated Brillouin scattering in the subwavelength limit," *Phys. Rev. X*, vol. 2, p. 011008, 2012.
- [11] V. Laude and J.-C. Beugnot, "Generation of phonons from electrostriction in small-core optical waveguides," *AIP Advances*, vol. 3, p. 042109, 2013.
- [12] J.-C. Beugnot, S. Lebrun, G. Pauliat, H. Maillotte, V. Laude, and T. Sylvestre, "Brillouin light scattering from surface acoustic waves in a subwavelength-diameter optical fibre," *Nature Communications*, vol. 5, p. 5242, 2014.

UTILISATION DE LA CONVERSION DE FRÉQUENCE POUR L'IMAGERIE STELLAIRE HAUTE RÉOLUTION

L. Grossard, D. Ceus, J.-T. Gomes, R. Baudoin, P. Darré, L. Szemendera, L. Delage, F. Reynaud

Xlim, Département Photonique, Université de Limoges, UMR CNRS 7252, 123 Av. Albert Thomas, 87060 Limoges CEDEX, France.

ludovic.grossard@unilim.fr

RÉSUMÉ

Nous proposons une méthode originale mariant l'imagerie haute résolution en astronomie et l'optique non linéaire. Cette technique offre une solution originale pour étudier des objets froids dans le moyen et lointain infrarouge. L'exposé présente les études expérimentales menées en laboratoire pour valider le concept proposé. Une application de cette technique sur site est en cours de réalisation.

MOTS-CLEFS : *imagerie haute résolution, optique non linéaire, interférométrie.*

1. INTRODUCTION

La synthèse d'ouverture est une technique d'imagerie haute résolution qui permet de dépasser les performances des grands télescopes monolithiques en terme de résolution angulaire. La méthode est une extension de l'expérience des fentes d'Young, et consiste à utiliser un réseau de télescopes et de combiner les faisceaux lumineux sous forme d'interférences afin de déterminer la distribution d'intensité angulaire de la source.

La figure 1 représente un interféromètre où deux télescopes sont distants d'une base b . Les flux collectés par chaque télescope sont acheminés vers une station de recombinaison, pour effectuer un mélange interférométrique. Une ligne à retard est utilisée pour travailler proche de la différence de marche nulle.

Cette technique ne donne pas un accès direct à une image de l'objet. Les franges d'interférence ont une visibilité (contraste et phase) directement reliée au spectre spatial de l'objet. Une image approchée peut alors être reconstruite en utilisant des algorithmes itératifs.

2. PRINCIPE DE L'INTERFÉROMÈTRE À CONVERSION DE FRÉQUENCE

L'étude des systèmes froids (objets astrophysiques en début ou fin de vie) nécessite de travailler dans les bandes spectrales moyen infrarouge et infrarouge lointain (de 3 à 15 μm). Depuis 2006, nous proposons une nouvelle approche qui consiste à décaler le spectre en fréquence, et ainsi bénéficier des composants télécoms d'une part, et des détecteurs (Si et d'InGaAs) très performants dans le visible et le proche infrarouge d'autre part [1].

La transposition en fréquence est réalisée par un processus optique non linéaire de somme de fréquence [2] du signal à analyser avec une source intense (laser de pompe) apportant l'énergie nécessaire au processus (figure 2). La méthode est comparable aux mélangeurs couramment utilisés en radio et en microonde. Cependant, c'est un processus qui a l'avantage d'être sans bruit, puisque la présence simultanée d'un photon signal et d'un photon de pompe est nécessaire pour que la somme de fréquence ait effectivement lieu [3].

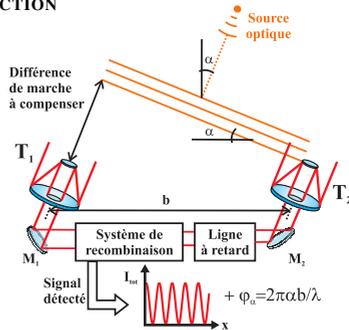


FIGURE 1 : Schéma d'un interféromètre à deux télescopes.

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Nous avons choisi dans un premier temps de travailler avec des signaux optiques « science » situés dans la bande H, autour de 1550 nm, afin de mener les premières études de principe. L'utilisation de lasers de pompe ayant une longueur d'onde de l'ordre du micron permet de générer un rayonnement converti dans le visible, autour de 630 nm.

Plusieurs études en laboratoire nous ont permis de démontrer la conservation de la cohérence temporelle [4] et de la cohérence spatiale [5] des champs lors du processus de somme de fréquence. Nous avons également montré la compatibilité de l'interféromètre à somme de fréquences avec un fonctionnement en mode de comptage de photons [6], et avons analysé avec succès la cohérence spatiale d'un corps noir [7], démontrant ainsi l'efficacité du dispositif avec des sources thermiques possédant moins d'un photon par mode spatio-temporel.

Afin de confronter notre méthode expérimentale avec une observation sur le ciel, une étude en flux a été réalisée au Mauna Kea (Hawaï) et actuellement, dans un cadre interférométrique, sur l'instrument CHARA situé au Mont Wilson en Californie. Nous travaillons actuellement sur un élargissement de la bande spectrale convertie par nos instruments, ainsi qu'une extension de cette technique au domaine infrarouge moyen et lointain.

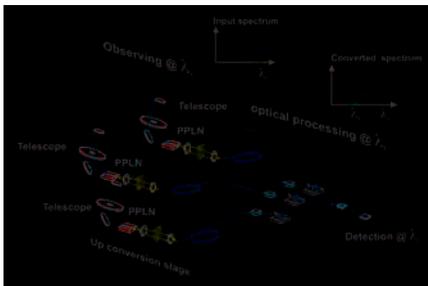


FIGURE 2 : Schéma d'un interféromètre à conversion de fréquence

CONCLUSION

Les performances des fibres optiques silice dans la bande télécom (bande H) permet d'envisager des liaisons kilométriques entre les télescopes constituant le réseau, donnant alors accès à des résolutions angulaires difficilement accessibles avec des techniques classiques. L'extension au moyen et lointain infrarouge grâce à notre nouvelle méthode utilisant les processus non linéaire de somme de fréquences permet d'envisager des études jusque là inaccessibles pour les objets astrophysiques froids.

RÉFÉRENCES

- [1] F. Reynaud, L. Delage, L. Bouyeron, L. Grossard, D. Ceus, J. Gomes, and R. Baudoin, "Méthodes innovantes pour l'imagerie astronomique haute dynamique et haute résolution : les hypertélescopes temporels et la conversion de fréquence des rayonnements lumineux," *Séminaire invité au Collège de France*, 2013.
- [2] R. W. Boyd, *Nonlinear optics*. Academic press, 2003.
- [3] W. H. Louisell, A. Yariv, and A. E. Siegman, "Quantum Fluctuations and Noise in Parametric Processes. I." *Phys. Rev.*, vol. 124, no. 6, pp. 1646–1654, Dec. 1961.
- [4] L. Del Rio, M. Ribiere, L. Delage, and F. Reynaud, "First demonstration of a temporal coherence analysis through a parametric interferometer," *Optics Communications*, vol. 281, no. 10, pp. 2722–2726, May 2008.
- [5] S. Brustlein, L. Del Rio, A. Tonello, L. Delage, F. Reynaud, H. Herrmann, and W. Sohler, "Laboratory Demonstration of an Infrared-to-Visible Up-Conversion Interferometer for Spatial Coherence Analysis," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, no. 15, p. 153903, Apr. 2008.
- [6] D. Ceus, L. Delage, L. Grossard, F. Reynaud, H. Herrmann, and W. Sohler, "Contrast and phase closure acquisitions in photon counting regime using a frequency upconversion interferometer for high angular resolution imaging," *MNRAS*, Feb. 2013.
- [7] J.-T. Gomes, L. Delage, R. Baudoin, L. Grossard, L. Bouyeron, D. Ceus, F. Reynaud, H. Herrmann, and W. Sohler, "Laboratory Demonstration of Spatial-Coherence Analysis of a Blackbody through an Up-Conversion Interferometer," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 112, no. 14, p. 143904, Apr. 2014.

PROJETS RECENTS DANS LE DOMAINE DES SYSTEMES OPTIQUES ORBITAUX ET LES DEFIS DE L'OBSERVATION SPATIALE

Jacques Berthon¹

¹ Centre National d'Etudes Spatiales, 18 avenue Edouard Belin, 31401 Toulouse cedex 9, France

jacques.berthon@cnes.fr

RÉSUMÉ

L'optique est essentielle pour de nombreux domaines du segment spatial. Le champ traditionnel d'intervention de l'optique est l'instrumentation embarquée sur satellites, pour réaliser des missions d'observation de la Terre, d'astronomie et d'exploration du système solaire. On constate un accroissement important de l'utilisation des technologies optiques qui nous apportent des senseurs de plus en plus performants.

MOTS-CLEFS : *optique ; espace ; instrumentation.*

1. INTRODUCTION

L'instrumentation optique spatiale se développe principalement dans les domaines de l'observation de la Terre et des sciences de l'univers. Le CNES mène des projets dans ces deux secteurs dans un cadre européen avec l'Agence Spatiale Européenne ou dans un cadre international avec d'autres agences spatiales. Dans un cadre plus national, le CNES supporte la DGA pour le développement des systèmes d'observation optique haute résolution. L'observation de la Terre est actuellement particulièrement active avec de nouvelles applications pour l'environnement, la météorologie, la surveillance et l'arrivée de nouveaux acteurs comme GOOGLE.

2. PRINCIPAUX PROJETS EN OBSERVATION DE LA TERRE

L'espace est un lieu privilégié pour observer la Terre dans sa globalité et l'observation optique constitue un axe fort de ce thème soutenu depuis très longtemps par le CNES. Le CNES a joué un rôle de précurseur en Europe et a été à l'origine de nombreuses missions avec les satellites SPOT d'imagerie en orbite basse et METEOSAT qui fournissent notamment depuis l'orbite géostationnaire les images visible et infrarouge pour la météorologie. La défense a aussi été fortement intéressée par l'imagerie optique haute résolution, et les programmes HELIOS et CSO permettent à la France et à l'Europe d'avoir une indépendance dans ce domaine du renseignement. L'observation de la Terre, et, la course à la haute résolution spatiale à laquelle on assiste, reflète bien les progrès technologiques réalisés dans le domaine de l'observation optique. Ainsi la taille et la masse des satellites d'observation de la terre en orbite basse diminuent régulièrement pour des performances nettement accrues. Les technologies optiques importantes pour les instruments à haute résolution sont: les télescopes trois miroirs, les matériaux stables et légers pour les miroirs et la structure (SiC, Si₃N₄, carbone-carbone, ZERODUR), les techniques d'allègement des miroirs, les très grands plans focaux, les traitements optiques et dans l'avenir l'optique active.

On connaît très bien les images visibles et infrarouges des satellites géostationnaires de météorologie. Mais les modèles de météorologie sont aussi alimentés par des sondeurs atmosphériques. Le CNES assure notamment la responsabilité technique globale de l'instrument IASI (Infrared Atmospheric Sounding Interferometer) du satellite européen METOP qui surveille notre atmosphère depuis une orbite basse. La technique de la spectroscopie à transformée de Fourier a été retenue pour cet instrument de sondage atmosphérique. Les spectres dans la bande 3,6 µm – 15,4 micromètres, fournis par l'instrument IASI, permettent d'établir des profils de température et d'humidité avec une résolution verticale de 1 km et une précision de 1° Kelvin et de 10% sur le taux

d'humidité. Actuellement le CNES conduit avec Airbus Defence and Space le développement d'un nouveau sondeur IASING deux fois plus performant.

Si le CNES a cherché à développer des missions opérationnelles d'observation de la Terre pour l'environnement, la défense et la météorologie, il ne faut pas oublier le domaine des sciences de la Terre qui a besoin de l'espace pour mieux connaître notre planète. Le CNES a notamment fait réaliser les caméras grand champ des missions VEGETATION et POLDER qui permettent l'étude de la dynamique des écosystèmes au niveau planétaire et une meilleure connaissance des aérosols.

La télédétection optique active, grâce au lidar, offrira des capacités accrues en terme de résolution spatiale horizontale et verticale et rend possible de nouvelles mesures comme la vitesse du vent. La mission Calipso menée en collaboration avec la NASA utilise depuis fin 2004 un lidar à rétrodiffusion réalisé par le Langley Research Center. Actuellement CNES et DLR supporte le développement de la mission MERLIN utilisant un LIDAR pour la détection du méthane qui est un gaz effet de serre.

3. L'INSTRUMENTATION SCIENTIFIQUE

Le CNES soutient les laboratoires scientifiques qui participent à la fourniture d'instruments en coopération internationale. L'instrumentation optique tient une place importante pour de nombreuses missions dans les domaines de la physique fondamentale, de l'astronomie, de l'étude du système solaire, et des sciences de la matière. On peut citer en particulier la caméra haute résolution OSIRIS de la sonde ROSETTA de l'ESA qui fournit actuellement des images impressionnantes de la comète Churyumov-Gerasimenko. Cette caméra doit fonctionner dans une plage de température qui varie entre -30°C et $+50^{\circ}\text{C}$ avec des spécifications très sévères en terme de masse et de consommation. La maîtrise industrielle des télescopes en SiC a permis la faisabilité de cette mission.

Les potentialités de l'optique et des techniques laser sont utilisées pour réaliser des instruments très performants répondant notamment à des missions nouvelles de physique fondamentale comme l'horloge à atome froid PHARAO et d'analyse in situ des roches martiennes à l'aide d'un laser comme effectué par CHEMCAM sur le rover « curiosity » de la NASA. L'optique assure également des fonctions fondamentales de servitude qui sont nécessaires au contrôle d'attitude des véhicules spatiaux et à leur autonomie. Il s'agit notamment de caméras de navigation, de senseurs stellaires, de gyroscopes à fibre optique. Les technologies optiques devraient par ailleurs accroître leur domaine d'utilisation dans l'espace pour des fonctions de communications à haut débit et de transport de signaux hyper-fréquences.

CONCLUSION

Les progrès réalisés dans le domaine de l'optique spatiale ont été très importants pendant la dernière décennie et se sont traduits par de très grands succès dans les domaines de l'observation de la Terre et des sciences de l'univers. Nous sommes néanmoins très loin d'avoir épuisé les potentialités des techniques et technologies optiques. En raison d'un souci toujours renforcé visant à améliorer les performances, diminuer les coûts et délais et préserver une indépendance dans des domaines stratégiques, des efforts technologiques pour diminuer la masse, la consommation des systèmes s'imposent. On continue donc à chercher des solutions pour une plus grande efficacité et une miniaturisation de nos systèmes spatiaux. Technologie de miroirs ultra-légers, structure ultra-stable, optique active, optique intégrée, micro optique, micro structuration des surfaces, détecteurs CMOS, lasers solides sont autant d'éléments qui, suivant le besoin, seront des solutions pour la faisabilité de missions aux performances accrues à des coûts raisonnables.

IMAGERIE EN FLUX PAR MICROSCOPIE HOLOGRAPHIQUE NUMERIQUE

Frank Dubois, Jérôme Dohet-Eraly, Ahmed El Mallahi, Catherine Yourassowsky

Microgravity Research Centre, Université libre de Bruxelles,
50 avenue Franklin Roosevelt, 1050 Bruxelles, Belgique

frdubois@ulb.ac.be

RÉSUMÉ

La microscopie par holographie numérique permet l'imagerie en flux à haut débit et ouvre ainsi la voie à de nouvelles applications. L'observation en flux d'objets microscopiques est d'un grand intérêt pour les sciences du vivant, par exemple pour l'analyse du microplancton. La technique peut si nécessaire être étendue pour permettre une observation en couleur des échantillons. Des algorithmes spécifiques sont développés pour réaliser de manière automatique : la correction des divers défauts et aberrations présents dans le champ de vue, la détection et l'isolement de chaque particule, la remise automatique au net des objets flous, l'imagerie quantitative de la phase et la classification des organismes. Les résultats expérimentaux montrent des images de haute qualité, une bonne détection des particules, et une classification taxonomique efficace.

MOTS-CLEFS : *imagerie en flux ; microscopie ; holographie numérique ; microplancton.*

1. INTRODUCTION

L'observation d'échantillons épais en microscopie optique classique est rendue difficile par la faible profondeur de champ. Pour garder celle-ci suffisante, la focalisation hydrodynamique ou une lame de phase spécifique, augmentant la profondeur de champ, peuvent être utilisées pour permettre l'imagerie en flux [1,2]. Cependant, ces techniques restent limitées. La microscopie holographique digitale (MHD), quant à elle, offre une profondeur d'investigation étendue, grâce à la faculté de reconstruction numérique le long de l'axe optique. La MHD permet ainsi l'analyse en flux, y compris à de forts grossissements. De plus, la MHD fournit des images quantitatives de la phase. Dans la présente communication, les microscopes développés sont décrits, les algorithmes utilisés sont ensuite brièvement exposés et des résultats expérimentaux illustrent la technique présentée.

2. INSTRUMENTATION

Le microscope monochromatique développé est schématisé sur la Fig. 1 et entièrement décrit dans [1]. La version polychromatique, pour l'observation en couleur, est présentée dans [2]. L'échantillon est injecté dans un capillaire carré avec un débit constant. Le microscope est basé sur un interféromètre de Mach-Zehnder et utilise des sources de cohérence réduite pour améliorer la qualité de l'imagerie. Cette configuration interférométrique hors axe permet l'extraction de l'amplitude complexe à partir d'un seul hologramme.

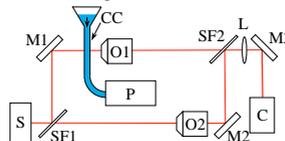


Fig. 1 : MHD monochromatique utilisé pour l'imagerie en flux [1]. C : caméra ; CC : capillaire carré ; L : lentille ; M1-M3 : miroirs ; O1-O2 : objectifs de microscope ; P : pompe ; S : source lumineuse ; SF1-SF2 : séparateurs de faisceaux.

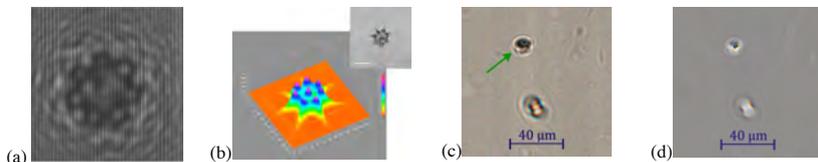


Fig. 2 : (a) hologramme, (b) remise nette de la phase et amplitude (*Pediastrum sp.*, bar = 20µm). (c) (d) Amplitude et phase couleur corrigées (balance des couleurs et défauts permanents) [2].

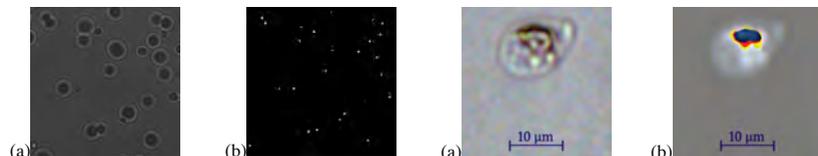


Fig. 3 : Détection par les matrices de propagation [3].
(a) Hologramme ; (b) Détection.

Fig. 4 : Remise au net pour un flux couleur [2] de l'organisme de Fig. 2(b). (a) Intensité ; (b) Phase.

3. TRAITEMENT DES HOLOGRAMMES ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les hologrammes sont traités pour corriger les défauts et aberrations permanents, ainsi que la balance des couleurs dans le cas polychromatique [1,2]. Ces corrections (Fig. 2) améliorent significativement les traitements suivants. La détection des particules, la détermination de leur position tridimensionnelle, leur isolement et leur remise au net sont alors effectués avec les méthodes décrites dans [1] et [3]. La détection est illustrée sur la Fig. 3 et la remise au net sur la Fig. 4. À partir de ces résultats, la classification taxonomique des micro-organismes est envisageable, telle que décrite dans [3].

CONCLUSION

Nous avons développé une méthode mono- ou polychromatique basée sur la microscopie holographique numérique permettant l'imagerie en flux à haut débit d'objets microscopiques, fonctionnant à fort grossissement et couvrant un large spectre de tailles de particules observables en une seule expérience (3-300 microns). La méthode fournit une grande profondeur d'investigation et l'imagerie quantitative de la phase. Des méthodes spécifiques ont été développées pour traiter les images de chacune des particules du flux, allant jusqu'à la classification automatique des micro-organismes. Les résultats expérimentaux montrent des images de très bonne qualité et une classification efficace, confirmant ainsi le potentiel de la technique. Les applications sont nombreuses, notamment en écologie pour l'analyse des eaux de surface.

REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient l'Institut Bruxellois pour la Recherche et l'Innovation (IRSIB-INNOVIRIS), dans le cadre du projet HoloFlow, et le Fonds de la Recherche Scientifique – FNRS (F.R.S.-FNRS), Ir. Jérôme Dohet-Eraly étant titulaire d'un mandat d'aspirant du F.R.S.-FNRS.

RÉFÉRENCES

- [1] C. Yourassowsky and F. Dubois, "High throughput holographic imaging-in-flow for the analysis of a wide plankton size range," *Opt. Express*, vol. 22, pp. 6661–6673, 2014.
- [2] J. Dohet-Eraly, C. Yourassowsky, and F. Dubois, "Color imaging-in-flow by digital holographic microscopy with permanent defect and aberration corrections," *Opt. Lett.*, vol. 39, pp. 6070–6073, 2014.
- [3] A. El Mallahi, C. Minetti, and F. Dubois, "Automated three-dimensional detection and classification of living organisms using digital holographic microscopy with partial spatial coherent source: application to the monitoring of drinking water resources," *Appl. Opt.*, vol. 52, pp. A68–A80, 2013.

DES VERRES POUR VOIR AU-DELA DU VISIBLE

Jacques Lucas, Catherine Boussard-Plédel, Bruneau Bureau, Laurent Calvez, Virginie Nazabal, Johann Troles, Xiang Hua Zhang

Laboratoire Verres et Céramiques UMR 6226, Campus de Beaulieu 35042

Jacques.lucas@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Le monde du verre largement dominé par les verres d'oxydes trouve ses limites en raison de l'opacité de ces matériaux au-delà de $3\mu\text{m}$. Exploiter le monde de l'infrarouge oblige à concevoir de nouveaux verres formés d'atomes plus lourds comme le Sélénium et le Tellure. Trois approches ont été développées pour la réalisation de lentilles IR : le moulage, la formation de vitrocéramiques IR et la mécano-synthèse. Pour guider la lumière IR trois stratégies ont permis la réalisation de fibres monomodes ou multi-modes dopée Terres Rares, de fibres effilées pour capteurs à ondes évanescentes et de fibres micro-structurées. Des applications dans les domaines spatial, médical, imagerie thermique, analyse déportée sont présentées

MOTS-CLEFS : *verre, infrarouge, analyse, imagerie*

1. INTRODUCTION

Les verres d'oxydes en particulier ceux à base de silice sont incontournables pour l'optique visible et proche IR. Leur énergies de phonons élevés les rend opaques au-delà de $3\mu\text{m}$. Former des verres partir d'atomes plus lourds est donc une nécessité. La chimie du Se, du Te et de leurs voisins de tableau périodique permet d'accéder à une classe de verres dite de chalcogénures qui peuvent transmettre la lumière jusqu' à $20\mu\text{m}$ [1, 2]. Le domaine spectral de l'infrarouge moyen est très riche en information. Il correspond l'émission thermique des objets à température ordinaire, autour de $10\mu\text{m}$ et contient aussi les signatures vibrationnelles de toutes les molécules. Le développement de composants optiques à base de verres infrarouge se divise en deux catégories. La première vise à maîtriser la fabrication d'optiques bas-cout comme des lentilles destinées à équiper des systèmes d'imagerie thermique ou de caméras IR. Trois approches ont été tentées avec succès 1) le moulage de verres au dessus de la transition vitreuse 2) la formation de vitrocéramiques transparentes ayant des propriétés thermomécaniques renforcées 3) La mise au point d'une méthode de fabrications de verres basées sur la mécaniques appelés mécano-synthèse.

Le second type de composants optiques qui ont pu être manufacturés sont des fibres optiques élaborées sous différentes configurations.1) Des fibres mono-indice dopés Terres Rares comme Dy^{3+} et utilisées comme source IR vers $4\mu\text{m}$ 2) Des fibres monomodes opérant dans la région $10\mu\text{m}$ 3) Des fibres effilées transparentes dans la région $2-13\mu\text{m}$ et utilisées comme capteurs de signature moléculaire en mesurant l'absorption des ondes évanescentes 4) Des fibres micro-structurées dont le cœur en verre IR est entourés par des couronnes de trous. Ces fibres ont un comportement monomodal dans la région $2-10\mu\text{m}$.

Les technologies utilisant le rayonnement IR sont en constant développement mais souffrent du manque de composants. Les objets IR présentés dans ce papier sont autant de briques technologiques qui répondent à ce déficit

2. DES VERRES BASES SUR LA COMBINAISONS D'ATOMES LOURDS

Le verre nait lorsqu'en refroidissant un liquide celui-ci devient de plus en plus visqueux. Quand la viscosité est infinie ce liquide est devenu un solide appelé verre. Ce solide possède les

propriétés d'un liquide c'est-à-dire un développement continu, sans rupture de la liaison chimique autorisant la production d'objets massifs homogènes. C'est toutefois un solide métastable hors d'équilibre. Chauffé au-dessus de T_g la transition vitreuse, ce solide redevient plastique facile à mettre en forme par moulage ou fibrage. Ces opérations ne sont pas sans danger car ce solide hors d'équilibre peut à tout moment cristalliser en affectant sérieusement la propagation de la lumière.

Hormis le cas des verres d'oxydes la formation de verres stables utilisables en optique est un phénomène rare. Les verres de fluorures à base de ZrF_4 ou InF_3 sont des produits commerciaux mais ont leur coupure IR situés vers 6-7 μm . Pour atteindre la zones stratégique 8-13 μm qui correspond à la plus grande fenêtre atmosphérique et la zone 2-13 μm qui contient la signature des molécules il faut inventer des compositions formés d'atome lourds comme S, Se, Te combinées avec d'autres atomes comme As, Sb, Ge qui ont pour rôle de réticuler le réseau vitreux [3,4]. Plus les atomes sont lourds plus la transmission est déplacée vers les grandes longueurs d'ondes comme indiquée sur la figure 1. Le jeu des combinaisons chimiques consistent à obtenir des propriétés thermomécaniques acceptables associées à une bonne résistance à la cristallisation et une excellente transmission optique. Ce dernier paramètre nécessite un contrôle drastique de la pureté des verres.

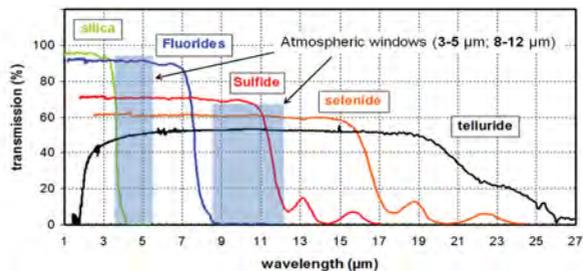


Fig1 Transmission IR de verres base SiO_2 , fluorures, soufre sélénium et Tellure

3. DEVELOPPEMENT DE LENTILLES IR BAS-COUTS PAR DIFFERENTS PROCEDES

3-1 Par moulage. Quand un verre Ge/As/Ge est pressé dans un moule à une température $T > T_g$ dans sa zone de plasticité il permet la fabrication directe de lentilles complexes comme diffractives ou asphéro-diffractives directement adaptable sur une caméra IR (voir figure 2)

3-2 Pour renforcer les propriétés thermomécaniques des composants une nouvelle famille de composite verre/nano cristal appelés vitrocéramiques IR a été développée. Ce procédé nécessite le contrôle absolu de la cristallisation du verre et en particulier des phénomènes de nucléation/croissance. L'objectif est de nucléer le maximum de grains de tailles nanométriques qui n'affectent pas la transmission dans la bande 8-12 μm

3-3 La synthèse traditionnelle oblige à passer par la phase liquide suivie d'une trempe et d'un recuit. Une approche inédite utilisant des procédés mécaniques a été développée. Ici des grains de verres sont formés par mécano-synthèse (balls milling) suivi d'un frittage (spark plasma sintering)

4. FIBRES OPTIQUES IR SOUS DIFFERENTES CONFIGURATIONS

4-1 Des fibres monomodes cœur/gaine à base de verres Te/Se/As ont été manufacturées et testées pour la mission spatiale ESA Darwin dont l'objectif est la détection de signes de vie sur des

exo planètes. Ces fibres destinées à équiper un interféromètre spatial sont monomodes dans la région $10\mu\text{m}$

4-2 Des capteurs utilisant l'absorption des ondes évanescentes dans la région $2\text{-}14\mu\text{m}$ ont été réalisés à partir de fibres effilées à base de Se et de Te. Elles permettent la détection et l'analyse in-situ de molécules chimiques et biochimiques. Une start-up DIAFIR est née de cette invention et travaillent surtout sur des projets de médecine et biologie ;

4-3 Des Terres Rares comme Dy^{3+} ont été introduites dans un verre Ge/Ga/Sb/S. Des fibres mono indice ont été préparées puis pompées vers $0.9\mu\text{m}$. Ces fibres actives émettent de la lumière vers $4,3\mu\text{m}$ dans la première bande d'absorption de CO_2 . Un capteur déportée permettant l'analyse in-situ a été développé.

4-4 Pour la première fois des fibres micro-structurées à base de verres au Se ont été élaborée sous différentes configurations. Ces fibres à cœur de verre entourés par des couronnes d'air sont monomodes de 1 à $10\mu\text{m}$ (voir figure 2). Une start-up SelenOptics en cours de création va commercialiser ce type de fibres en particulier pour pigtailler la nouvelle génération de sources laser IR que sont les QCL (Quantum Cascades Laser) qui opèrent dans cette région spectrale

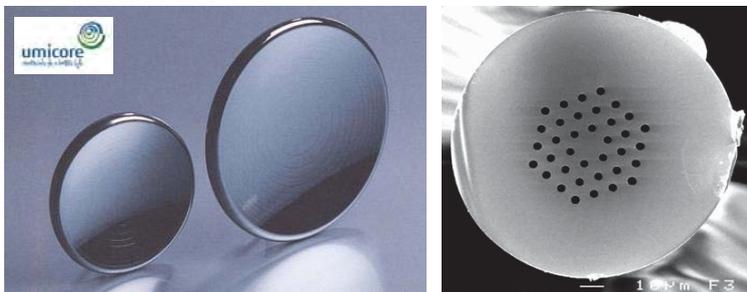


Figure 2 : a) Lentilles de verre de chalcogénures moulées, b) section de fibre microstructurée en verre de chalcogénures

CONCLUSION

Cet article décrit brièvement la nouvelle génération de composants optiques élaborés à partir de verres ou vitrocéramiques transmettant la lumière infrarouge dans les régions stratégiques des fenêtres atmosphériques et dans la zone des signatures IR des molécules. Ces guides d'onde, lentilles ou microlentilles constituent des briques technologiques qui viennent s'ajouter aux autres composants émergents que sont les nouvelles sources(QCL) et la nouvelle génération de détecteurs infrarouge type micro-bolomètres non-refroidis.

RÉFÉRENCES

- [1] Chalconide Glasses Preparation, properties and applications Edited by Jean-Luc Adam and Xianghua Zhang Woodhead Publishing Series in electronic and optical material 2014 .
- [2]. Jacques Lucas, « Black Glasses, bulk and fibers : obtaining information in the infrared », Materials Today 3, 2000
- [3] B Bureau, C Boussard-Pledel, P Lucas, XH Zhang, J Lucas, Forming glasses from Se and Te, *Molecules*, 14 (2009) 4337-4350.
- [4] X. Zhang, B. Bureau, P. Lucas, C. Boussard-Plédél, J.Lucas Glasses for seeing beyond visible Chem.Eur. J. 2008, 14, 432-442

L'YB POUR LA GENERATION D'IMPULSIONS ULTRACOURTES

E. Cormier

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

eric.cormier@celia.u-bordeaux1.fr

RÉSUMÉ

Les matériaux lasers dopés Yb se sont largement répandus car ils peuvent être optiquement pompé directement par des diodes lasers et produire des impulsions de moins de 1 ps. En utilisant des lasers à fibre comme moyen de pompage optique à la place des diodes laser, il est possible de repousser considérablement les limites des matériaux dopés Yb en terme d'efficacité, de gain et d'autre part produire des impulsions énergétiques de moins de 100 fs dans des architectures très compactes.

MOTS-CLEFS : *impulsions femtoseconde, lasers à 976 nm, pompage haute brillance, matériaux dopés Yb.*

1. INTRODUCTION

Les impulsions ultracourtes (de quelques femtoseconde à quelques centaines de femtoseconde) sont de plus en plus utilisées dans le monde académique bien sûr mais aussi pour des applications industrielles (micro-usinage athermique) ou médicales (chirurgie réfractive). Un grand nombre d'expérience en physique des champs forts nécessite de fortes énergies, de courtes durées, de très grandes cadences de répétition et parfois toutes ces propriétés en même temps. Les applications industrielles nécessitent des technologies fiables, robustes, efficaces et imposent des contraintes de coût tant sur les composants que sur la maintenance. Jusqu'à présent, la production d'impulsions femtosecondes énergétiques se fait grâce à la technologie Ti:Al₂O₃ dans des configurations d'amplificateurs à dérive de fréquence (CPA) où l'impulsion est temporellement étirée avant d'être amplifiée afin de limiter les effets non-linéaires. L'impulsion est ramenée à sa durée la plus courte dans un compresseur après le dernier étage d'amplification. Cependant, ces systèmes présentent un défaut quantique important induisant des effets liés à la charge thermique qui doivent être compensés par des techniques de refroidissement sophistiquées (cryogénie) difficilement exploitable dans des systèmes industriels. Au cours des 10 dernières années, les matériaux lasers dopés aux ions Ytterbium ont démontré leur avantage dans des configurations d'oscillateurs femtoseconde à ultra haute cadence ou pour de l'amplification jusqu'au kW de puissance moyenne. L'avantage majeur de ces matériaux Yb est leur adéquation au pompage optique par diodes lasers dont l'efficacité « à la prise » est inégalée. D'autre part, le défaut quantique de ces matériaux est relativement limité ce qui réduit considérablement les effets thermiques permettant le refroidissement par circulation d'eau. Cependant, la technologie très prometteuse à base de matériaux dopés Yb n'a démontré, à ce jour, que des performances limitées en terme de durée, puissance moyenne et énergie. La raison principale de cette limitation est la forte intensité de saturation du matériau associée à l'utilisation de diodes de pompe de puissance peu brillantes (largement multimodes et donc de qualité spatiale réduite). Une alternative permettant de casser ces verrous consiste à mettre en œuvre le concept de pompage haute brillance du matériau. Cette approche consiste simplement à remplacer les diodes de pompage multimodes communément utilisés par une source de pompage haute brillance dont la qualité du faisceau est proche de la limite de diffraction. La brillance de cette source permet d'utiliser des cristaux beaucoup plus long

(gain fortement accru) et moins dopés (thermique mieux gérée). Durant les 5 dernières années, le CELIA a mis au point une technologie de laser à fibre fournissant un faisceau monomode (de qualité spatiale optimale) permettant le pompage optique de certains matériaux dopés Yb. Nous allons montrer ici l'intérêt du pompage haute brillance en décrivant les principes mis en œuvre ainsi que les principaux résultats obtenus dans des architectures d'oscillateurs et d'amplificateurs.

2. SOURCE DE POMPAGE BRILLANTE : LASER A FIBRE A 976 NM

Nous avons développé une source laser de forte puissance et de très bonne qualité spatiale émettant à 976 nm et résonnante avec la raie d'absorption de certains matériaux dopés Yb. Cette source est basée sur une fibre double gaine à large aire modale dopé aux ions Yb et pompé par une diode multimode à 915 nm. Le laser fonctionne sur un schéma à 3 niveaux à 976 nm en perpétuelle compétition avec une émission naturelle à 1030 nm. Le fonctionnement efficace de ce laser implique donc une architecture particulière et des contraintes sur la géométrie de la fibre. Nous utilisons de manière journalière des sources de 40 W pour une puissance maximale démontrée de 94 W [1]. Le paramètre essentiel de cette source est la brillance définie comme $B = P / (M_x^2 M_y^2 \lambda^2)$ où P est la puissance, λ la longueur d'onde et M^2 la facteur de qualité spatiale du faisceau. Un faisceau parfait possède un $M^2 = 1$ et un faisceau de mauvaise qualité un $M^2 \gg 1$. La figure 1 montre qu'il existe 2 à 3 ordres de grandeur entre la brillance d'un laser à fibre et celle d'une diode multimode de 100 W par exemple.

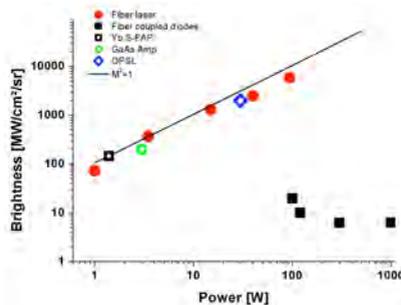


Fig. 1 : Etat de l'art de la brillance des sources de pompage optique à 976 nm.

3. POMPAGE HAUTE BRILLANCE

La brillance d'une source, et donc sa qualité spatiale, a une conséquence importante sur la focalisation du faisceau. Un faisceau de bonne qualité (brillant) peut être maintenu avec un petit diamètre sur une longueur b (paramètre confocal) bien plus grande que pour le faisceau de mauvaise qualité. Une forte densité de puissance peut alors être utilisée sur de grandes longueurs fournissant un gain important y compris dans des matériaux lasers dont la section efficace d'émission est relativement faible. C'est cette propriété qui est mise en valeur dans le ce concept. D'autre part, utiliser des cristaux de plus grande longueur permet d'étaler la chaleur et favorise le refroidissement. Enfin, le recouvrement optimal de la pompe et du signal limite l'émission spontanée amplifiée et le rendement de l'amplification.

4. OSCILLATEURS ET AMPLIFICATEURS EN POMPAGE HAUTE BRILLANCE

Nous avons réalisés plusieurs architectures d'oscillateurs et d'amplificateurs. En utilisant notre source laser à fibre à 976 nm, nous avons pu démontrer que les gains petit signal obtenus dans un cristal d'Yb:CaF₂ à température ambiante surpassaient ceux mesurés avec un refroidissement cryogénique [2]. Dans un deuxième temps, le pompage haute brillance avec une source commerciale d'Azur Light Systems nous a permis de démontrer pour la première fois le verrouillage de mode par pur effet Kerr dans un cristal d'Yb:CaF₂. Dans ce cas, l'oscillateur fournit des impulsions de moins de 100 fs (68 fs) pour une puissance moyenne exceptionnelle de 2.3 W [3]. Plus récemment, le concept a été appliqué à des cristaux d'Yb:CALGO (Yb:CaGdAlO₄) dont la bande d'émission est particulièrement large. Nous avons ainsi pu produire des impulsions d'une durée record de 32 fs [4]. Ces résultats sont reproduits sur la figure 3 où le pompage haute brillance est comparé aux architectures pompées par diodes.

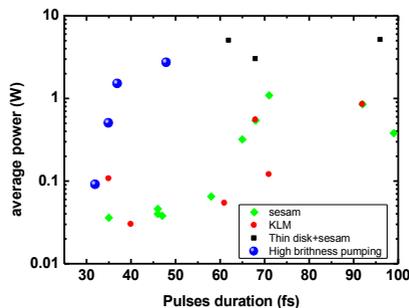


Fig. 3 : Puissance vs durée des oscillateurs à base d'Yb. Les points bleus montre les puissances et durées obtenus en pompage haute brillance par rapport aux autres technologies.

Bien que le pompage haute brillance permette de produire des impulsions extrêmement courtes (< 50 fs) avec de très fortes puissances moyennes (> 1W) certaines applications nécessite des puissances et énergies par impulsions plus importantes. Nous avons donc réalisé des amplificateurs dits « booster » permettant d'accroître la puissance des oscillateurs d'un facteur 5 à 10 grâce au gain exceptionnel obtenu en simple passage dans une architecture haute brillance. Des puissances jusqu'à 20 W ont été mesurées.

RÉFÉRENCES

- [1] 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**, 17891-17902 (2008).
- [2] G. Machinet, G. Andriukaitis, P. Sévillano, J. Lhermite, D. Descamps, A. Pugžlys, A. Baltuška and E. Cormier, "High-gain amplification in Yb:CaF₂ crystals pumped by a high-brightness Yb-doped 976 nm fiber laser", *Applied Phys. B* DOI 10.1007/s00340-013-5363-z (2013)
- [3] G. Machinet, P. Sevillano, F. Guichard, R. Dubrasquet, P. Camy, J.-L. Doualan, R. Moncorgé, P. Georges, F. Druon, D. Descamps and E. Cormier, "High-brightness fiber laser pumped 68 fs-2.3 W Kerr-lens mode-locked Yb:CaF₂ oscillator", *Optics letters* **38**, 4008 (2013)
- [4] Sevillano P., Georges P., Druon F., Descamps D. and Cormier, E., "32-fs Kerr-lens mode-locked Yb:CaGdAlO₄ oscillator optically pumped by a bright fiber laser", *Optics letters* **39**, 6001 (2014)

APRES LES SYSTEMES DE TRANSMISSION OPTIQUES, LES TECHNOLOGIES COHERENTES PEUVENT-ELLES TRANSFORMER LES RESEAUX OPTIQUES ?

Sébastien Bigo

Alcatel-Lucent Bell Laboratories, Cité de l'Innovation, 91620 Nozay, France

sebastien.bigo@alcatel-lucent.com

RÉSUMÉ

Depuis leur introduction commerciale en 2010, la détection cohérente et les technologies associées ont transformé les systèmes de transmission à fibre optique. Ils ont non seulement permis l'éclosion du multiplexage de mode, qui pourrait soutenir la croissance considérable du trafic dans les futurs systèmes, mais ont aussi permis de repenser le mode opératoire des réseaux optiques. Grâce aux nouveaux terminaux élastiques et conscients de leur environnement de propagation, les réseaux seront plus efficaces et mieux à même de répondre à la diversité des besoins.

MOTS-CLEFS : *transmission, fibre, réseaux, détection cohérente*

1. INTRODUCTION

Les réseaux à fibre optique forment les artères de l'internet mais transportent également la télévision et la téléphonie mobile et filaire. Ils sont donc au cœur de la société de communication d'aujourd'hui. Pourtant, derrière les apparences, le réseau internet perd peu à peu sa position dominante au profit des réseaux intranet pan-continentaux des grands acteurs de la société de l'information. C'est la révolution du *Cloud*. Ces réseaux privés amènent l'information au plus près des utilisateurs sans emprunter les artères de communication des opérateurs de téléphonie historiques. Il s'ensuit une transformation profonde du marché des télécommunications optiques. En parallèle, de nouveaux besoins apparaissent où les fermes (*data centers*) de milliers, voire millions de serveurs prennent un rôle central. Il s'ensuit (1) une augmentation considérable du trafic transporté, mais aussi (2) un besoin d'adapter le réseau à des flux dynamiques et de plus en plus hétérogènes.

Les technologies cohérentes, responsables de la septième rupture technologique dans systèmes de transmission à fibre optique [1] se révèlent porteuses de nombreuses promesses pour résoudre ces deux défis.

2. LES SYTEMES COHERENTS

Il est important de noter que l'adjectif "cohérent" ne désigne pas ici qu'un mode de réception du signal optique [2], qui ne serait qu'une mise à jour de celui étudié dans les années 1980. Plus justement, les systèmes cohérents actuels sont issus de la combinaison de cinq briques technologiques : (1) la modulation avec des alphabets de plus de deux symboles, en phase et/ou amplitude, (2) le multiplexage en polarisation, (3) la détection cohérente, (4) le traitement numérique du signal, (5) la transmission sans compensation périodique de la dispersion chromatique. Bien que connues et étudiées par la communauté scientifique pendant de longues années, aucune de ces cinq briques technologiques, prise isolément, n'avait apporté d'avantage compétitif suffisamment déterminant pour être mise en œuvre commercialement. C'est bien la mise en commun des cinq qui remet en cause les conclusions admises par le plus grand nombre. Cette mise en commun conduit à des solutions de transmission qui combinent une longue liste d'avantages: plus robustes aux effets du bruit, plus robustes à la dispersion chromatique, plus robustes à la dispersion de polarisation, plus robustes aux filtres optiques très étroits, donc aux distorsions causées par les nœuds traversés, plus robustes aux effets non linéaires optiques entre-

canaux, plus robustes aux effets non linéaires entre impulsions d'un même canal, compatibles avec des débits plus élevés (ex : 100 Gbit/s, 400 Gbit/s et plus) et moins gourmandes en énergie [1].

3. LES SYSTEMES DE COMMUNICATIONS A MULTIPLEXAGE DE MODE

Le multiplexage est l'opération par laquelle plusieurs trains de données sont agrégés pour former un seul train de données à plus haut débit. Au contraire des trois techniques de multiplexage (en temps, en longueur d'onde et en polarisation [2]) déjà toutes employées dans les systèmes cohérents actuels, le multiplexage de modes n'exploite pas à proprement parler une propriété de la lumière mais une propriété de la fibre. Dès que le cœur de celle-ci dépasse un certain diamètre, elle devient multimode et donc capable de transporter la lumière sur des trajets différents appelés modes. Les modes sont caractérisés par leurs distributions spatiales spécifiques lorsqu'on analyse le faisceau optique transversalement. Le multiplexage de modes consiste donc à envoyer N trains de données différents selon N modes d'une fibre multimode. Afin de privilégier un mode spécifique de la fibre au moment du couplage dans la fibre de transmission, chaque train de données aura été émis par un laser dont le profil spatial aura été préparé par passage dans un filtre spatial. Après propagation, on utilisera d'autres filtres spatiaux dans le récepteur, qui ne laissent passer qu'un mode à la fois. Ainsi, on pourra isoler (démultiplexer) les trains de données transportés par chaque mode. Comme le multiplexage en polarisation, le multiplexage de modes a fait l'objet d'un renouveau d'attention dans les laboratoires de recherche quand les technologies cohérentes sont apparues. Ce n'est que grâce à elles qu'on a pu élaborer des algorithmes de compensation des inévitables fuites d'un mode à l'autre. Toutefois, il reste de nombreux défis à résoudre avant que le multiplexage de modes ne devienne une réalité commerciale [3].

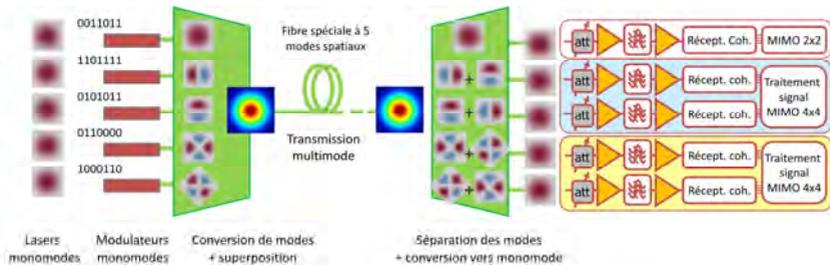


Fig. 1 : Principe de fonctionnement d'un système de transmission optique à multiplexage de mode, exemple de 5 modes (MIMO = Multiple Input Multiple Output, Att. = Atténuateur)

4. LES RESEAUX OPTIQUES DYNAMIQUES

Quelles que soient les techniques de multiplexage retenues, les systèmes de transmission sont interconnectés entre eux pour former des réseaux optiques. Une analyse des moteurs d'évolution des techniques optiques laisse penser que l'évolution de ceux-ci sera conditionnée par la réponse à trois questions. Les technologies cohérentes joueront incontestablement un rôle prépondérant dans la manière d'y répondre.

(1) comment rendre les réseaux optiques plus transparents ?

Le défi consiste à maintenir dans le domaine optique les données, sur les distances les longues possibles, et ainsi supprimer les étages de conversions opto-électroniques (OEO) intermédiaires, particulièrement coûteux. Il faut, en particulier, pouvoir composer avec des changements de types de fibres sur le parcours emprunté par le signal. La tâche est rendue d'autant

plus complexe que l'augmentation des débits au-delà de 200Gbit/s par laser utilisé depuis 2012 rend désormais impossible la transmission des plus haut débits sur les distances les plus longues rencontrées dans les réseaux terrestres, une situation jamais vue depuis plus de 10 ans, dont les opérateurs n'ont pas encore apprécié l'étendue des conséquences.

(2) comment rendre les réseaux plus dynamiques ?

L'occupation spectrale des artères de communication les plus chargées est telle que leur mise à l'échelle future en ligne avec la croissance des besoins des utilisateurs n'est pas durable sans changement de paradigme. Dans ce contexte, la faible utilisation effective des réseaux optiques (à hauteur d'environ 20% de leur capacité, mais ce chiffre est très variable d'un réseau à l'autre), paraît anachronique. Héritage d'une longue histoire et dictée par des soucis de simplification, elle laisse apparaître des opportunités évidentes de progrès. L'utilisation pourra être augmentée en particulier en mutualisant les cartes d'émission/réception (cohérentes), qui sont les éléments les plus coûteux dans un réseau optique. Cela suggère de les rendre flexibles et adaptables à la multitude de configurations rencontrées [4]. Une même carte flexible (on dit aussi élastique), quant à son débit, son écartement spectral avec ses voisines ou son format de modulation, pourra transporter des débits très élevés sur des distances modérées ou un débit moyen sur de très longues distances. Ces cartes sont particulièrement intéressantes lorsqu'il s'agit de détourner plus efficacement le trafic en cas de panne, mais aussi, à reconfigurer le réseau dès l'arrivée de nouvelles demandes de connexions entre utilisateurs. Dans tous les cas, l'intelligence qui contrôle le réseau (aussi appelée plan de contrôle) devra recourir à des algorithmes rapides de calcul de route, alimentés par une description précise des conditions de propagation selon le chemin optique exact emprunté. Cette description précise est rendue possible par la mesure de multiples paramètres physiques fournie par les récepteurs cohérents (puissance optique, bruit, dispersion chromatique, dispersion de polarisation, effets non-linéaires), disponible aujourd'hui mais largement sous-exploitée.

(3) comment rendre les réseaux plus respectueux de l'environnement ?

Le défi consiste d'abord à réduire la consommation énergétique, ce qui suppose de recenser les éléments de commutations les plus énergivores, de redéfinir les architectures de réseaux pour déplacer ces éléments en bordure du réseau (plus près de l'utilisateur), et de développer les moyens de mettre en veille les éléments du réseau qui ne sont pas actifs.

Ces questions correspondent à trois attentes du marché, qui appellent des réponses techniques qui peuvent se révéler contradictoires. Elles ouvrent toutefois des opportunités qui vont simplifier l'opération des réseaux, les rendre plus efficaces, et finalement plus économiques.

CONCLUSION

Dans les systèmes et les réseaux à fibre optique, les technologies cohérentes ont déjà permis de rendre techniquement et économiquement viables quelques rêves que d'aucuns avaient condamnés à l'oubli. Il y a fort à parier que ces rêves devenus réalités ne seront pas les derniers.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Bigo, « Technologie cohérente pour les transmissions optiques à haut débit: un buzz éclair, ou prévu pour durer ? », Journées Nationales de l'Optique Guidée, p.121, Lyon, 9-12 juillet 2012
- [2] Pour une prise en main du domaine des télécoms optiques, on pourra se référer à S. Bigo, « Communications optiques haut débit, Introduction et caractérisation », Techniques de l'Ingénieur, TI-e7079 - « Communications optiques haut débit, Conception et validation », Techniques de l'Ingénieur, TI-e7081
- [3] R. Ryf, SDM Components and MIMO Experiments in Multimode and Multicore Fibers, in proc. European Conference on Optical Communications (ECOC 2014), Cannes, Th2.1.1, 21-25 Sept. 2014
- [4] P. Layec, A. Morea, Y. Pointurier, and J.-C. Antona "Rate-adaptable optical transmission and elastic optical networks," chapter in "Enabling Technologies for High Spectral-efficiency Coherent Optical Communication Networks", 2015. Book chapter; ISBN 9781118714768 (John Wiley & Sons Inc.)

LA PHOTONIQUE SILICIUM POUR LES COMMUNICATIONS OPTIQUES HAUT DEBITS

D. Marris-Morini, D. Perez-Galacho, V. Vakarin, P. Damas, T-N. Vu, L. Viroth, M. Ziebell, P. Chaisakul, M-S. Rouified, X. Le Roux, P. Crozat, E. Cassan, L.Vivien,

Institut d'Electronique Fondamentale, Université Paris Sud, UMR CNRS 8622, Orsay, France

J-M. Fédéli, S. Olivier, J-M. Hartman,
CEA-LETI, Minatec, Grenoble, France

J. Frigerio, D. Chrastina, G. Isella,
L-Ness, Politechnico Di Milano, Italy

R. Raj, F. Raineri,
Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS, Marcoussis, France

C. Baudot, F. Boeuf
ST-Microelectronics, Crolles, France

delphine.morini@u-psud.fr

RÉSUMÉ

La photonique silicium est sur le point de révolutionner le domaine de l'optoélectronique intégrée. Elle apparait en effet comme la solution incontournable pour faire face à la demande croissante des débits des systèmes de communications à bas coûts et à faible consommation énergétique. Dans ce contexte, les résultats récents en photonique silicium concernant les composants optoélectroniques à haut débit et tout particulièrement les modulateurs optiques et les photodétecteurs seront présentés pour la réalisation des futurs systèmes de communications optiques intra et inter-puces.

MOTS-CLEFS : *photonique intégrée, modulateur, photodétecteur, silicium, germanium, puces quantiques Ge/SiGe, silicium contraint, III-V sur silicium*

1. INTRODUCTION

La photonique silicium apparait comme la solution incontournable pour faire face à la demande croissante des débits des systèmes de communications à bas coûts. En effet, l'utilisation de la plateforme silicium donne accès à la technologie mature développée en microélectronique, et permet d'atteindre de grands volumes de production. De plus la convergence des circuits électroniques et photoniques sur une même puce rend possible le traitement de l'information au plus près de l'émetteur et du récepteur, amenant à une plus grande compacité des circuits et une augmentation de leurs performances. Le fort contraste d'indice entre le silicium et la silice des substrats silicium sur isolant (SOI pour Silicon On Insulator) permet la réalisation de dispositifs passifs ultra-compacts et à faibles pertes optiques. Le développement de composants optoélectroniques efficaces est considéré aujourd'hui comme un des défis majeurs en photonique silicium. Les démonstrations récentes concernant les modulateurs optiques et les photodétecteurs, ainsi que les études actuelles concernant la réduction de la puissance consommée de ces composants seront présentées.

2. COMPOSANTS OPTOELECTRONIQUES HAUTE FREQUENCES INTEGRES SUR SOI

Pour le photodétecteur, le matériau de choix est le germanium, compatible avec les technologies silicium, utilisé en microélectronique et présentant une forte absorption aux longueurs d'onde télécoms. Le principal challenge étant la différence de paramètre de maille entre le silicium et le germanium, des techniques spécifiques d'épitaxie ont été mises au point pour obtenir une couche de germanium de bonne qualité cristalline et d'épaisseur compatible avec la taille d'un mode optique. De nombreuses structures ont été développées pour la réalisation de photodétecteurs germanium intégrés en bout de guide d'onde silicium principalement à base de diodes PIN latérales. Une bande passante électro-optique supérieure à 50 GHz, avec une sensibilité supérieure à 0.5 A/W et des courants d'obscurité de l'ordre du nanoampère ont pu être ainsi obtenus. Une détection à 40Gbit/s a été démontrée sans tension de polarisation [1].

Du point de vue du modulateur, l'effet d'électro-réfraction par variation de densité de porteurs a ouvert la voie aux modulateurs optiques intégrés. Différentes structure interférométriques peuvent être utilisées pour convertir la modulation de phase en modulation d'intensité optique : les interféromètres Mach Zehnder présentant une grande bande passante spectrale et une faible sensibilité à la température, mais nécessitant des régions actives de quelques millimètres de long, alors que les résonateurs en anneau permettent de diminuer la taille des composants, au prix d'une bande passante spectrale réduite et d'une sensibilité à la température. Des composants basés sur les deux types d'interféromètres ont été démontrés, fonctionnant à 40 Gbit/s avec des taux d'extinction supérieurs à 8 dB [2].

Ces démonstrations ont permis aux modulateurs optiques en silicium et aux photodétecteurs en germanium d'atteindre une maturité permettant leur fabrication dans les plateformes de la microélectronique [3], et permettant d'envisager la commercialisation à court terme d'émetteurs et de récepteurs pour les systèmes de communication. En parallèle à ces travaux, de nouveaux enjeux sont apparus, concernant notamment la réduction de la puissance consommée des systèmes.

3. REDUCTION DE LA CONSOMMATION ENERGETIQUE DES COMPOSANTS

Parmi les enjeux pour les futurs systèmes de communications de demain, la réduction de la puissance consommée est un point clef tant pour le récepteur que pour les modulateurs optiques. Différentes voies sont étudiées pour atteindre cet objectif.

Des photodiodes germanium à avalanche présentent un gain dû à la multiplication des porteurs ont été développées. Cette approche permet de réduire la puissance optique globale du système de communication en réduisant le seuil de détectivité. Récemment, des photodiodes à avalanche en germanium ont ainsi présenté un facteur de gain supérieur à 20 et la possibilité de détecter un signal à 10 Gbit/s d'une puissance inférieure à -26dBm [4].

Concernant le modulateur optique, l'objectif pour les communications courte distance est d'atteindre une consommation électrique de quelques centaines de fJ/bit (alors que les modulateurs en silicium de type Mach Zehnder consomment quelques pJ/bit). L'utilisation d'effets non-linéaires dans le silicium contraint comme effet électro-réfractif est un exemple de solution à l'étude pour atteindre cet objectif [5].

4. NOUVELLES PLATEFORMES POUR LES COMMUNICATIONS A BASSE CONSOMMATION.

A l'heure actuelle, de nombreuses technologies différentes sont utilisées pour réaliser les différents composants : laser III-V, modulateur silicium, photodétecteur germanium. L'utilisation d'une même plateforme pour la réalisation de plusieurs composants à basse consommation présente un atout majeur pour les applications futures.

Des modulateurs à électro-absorption et des photodétecteurs fonctionnant à plus de 10 Gbit/s ont été démontrés avec des structures à puits quantiques Ge/SiGe [6]. Le principal challenge de ces structures est leur intégration sur une plateforme intégrée. Deux approches ont été développées : la première a été d'utiliser une couche tampon fine entre le silicium et les puits quantiques Ge/SiGe pour permettre une intégration sur SOI [7]. La deuxième approche est basée sur un concept

complètement nouveau. En effet, elle porte sur la possibilité d'utiliser un substrat virtuel SiGe pour réaliser le guidage de la lumière. Un lien complet modulateur/guide/photodétecteur a pu être ainsi démontré [8].

L'intégration III-V sur silicium est également un candidat de choix pour l'intégration de lasers, modulateurs et photodétecteurs sur un même circuit. L'enjeu actuel étant la consommation du modulateur, il a été montré théoriquement que la combinaison de la plateforme III-V sur SOI avec des structures à cristaux photoniques pour ralentir la lumière permet d'envisager des composants présentant une bande passante supérieure à 15 GHz sur une large bande spectrale, avec une consommation inférieure à 50 fJ/bit [9].

CONCLUSION

Les réalisations de composants optoélectroniques rapides et efficaces ont permis de démontrer le potentiel de la photonique silicium pour les communications optiques et ont ouvert la porte à une grande variété de nouvelles applications : capteurs, cryptographie quantique,...

REMERCIEMENTS

Les travaux présentés ont bénéficié du soutien des projets ANR Ultimate, Gospel, Silver, des projets Européens Helios et Platform et du projet IDEX Paris-Saclay Nanodesign. D. M-M remercie l'institut Universitaire de France.

RÉFÉRENCES

- [1] L. Vivien, et al, "Zero-bias 40Gbit/s germanium waveguide photodetector on silicon," Opt. Express 20, 1096-1101 (2012)" Optics Express, 20, p. 1096-1102, (2012)
- [2] D. Marris-Morini, et al, "Low loss 40 Gbit/s silicon modulator based on interleaved junctions and fabricated on 300 mm SOI wafers", Optics Express 21 (19), 22471- 22475 (2013).
- [3] D. Marris-Morini, et al, "40 Gbit/s optical link in 300-mm silicon platform", Optics express (2014), 22 (6), 6674-6679 (2014).
- [4] L. Viot, et al, "Germanium avalanche receiver for low power interconnects", Nature Communications, 5, 4957, (2014)
- [5] P. Damas, et al, "Wavelength dependence of Pockels effect in strained silicon waveguides", Optics Express, 22 (18), 22095-22100
- [6] P. Chaisakul, et al, "23 GHz Ge/SiGe multiple quantum well electro-absorption modulator" Optics Express, 20 (3), 3219-3225, (2012)
- [7] M-S. Rouifed, et al, "Advances Toward Ge/SiGe Quantum-Well Waveguide Modulators at 1.3 μ m" Journal of Selected topics in quantum electronics, 20, 4, 3400207 (2014).
- [8] P. Chaisakul, et al, "Integrated germanium optical interconnects on silicon substrates", Nature Photonics 8, 482-488 (2014)
- [9] T.-N. Vu, et al "Hybrid III-V on silicon photonic crystal based optical modulator", 6th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics, 4-7 august 2015.

SPHERE, CHASSEUR DE PLANETES EXTRASOLAIRES

Jean-Luc Beuzit^{1,2}, Anne Costille³, Kjetil Dohlen³, Thierry Fusco^{3,4}, David Mouillet^{1,2}, Jean-François Sauvage^{3,4} et l'ensemble du consortium SPHERE

¹ Université Grenoble Alpes, IPAG, F-38000 Grenoble, France

² CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France

³ Aix Marseille Université, CNRS, LAM (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille) UMR 7326, 13388, Marseille, France

⁴ ONERA, the French Aerospace Lab., 92322, Chatillon, France

Jean-Luc.Beuzit@obs.ujf-grenoble.fr

RÉSUMÉ

SPHERE est le tout nouveau « chasseur de planètes extrasolaires » de l'Observatoire Européen Austral. Installé en mai 2014 sur l'un des quatre télescopes du Very Large Telescope sur le Cerro Paranal (Chili), il atteint, grâce à l'utilisation conjointe de technologies optiques de pointe, et notamment de son système d'optique adaptative extrême, des résolutions angulaires sans précédent que ce soit au sol ou dans l'espace.

MOTS-CLEFS : *optique adaptative extrême ; planètes extrasolaires ; instrumentation astrophysique ; imagerie haut contraste.*

1. INTRODUCTION

L'existence de plus d'un millier de planètes en orbite autour d'étoiles autres que le Soleil a déjà été confirmée. La plupart d'entre elles ont été découvertes au moyen de méthodes indirectes reposant sur la détection des effets des planètes sur leurs étoiles hôtes – les variations de luminosité générées par le passage de planètes devant leur étoile (transits), le mouvement réflexe de l'étoile résultant de l'existence de planètes en orbite (vitesses radiales), etc. A ce jour, seules quelques planètes ont été détectées par imagerie directe de l'émission de la planète à côté de celle de son étoile. L'instrument SPHERE (Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet Research) [1][2] a pour principal objectif de détecter et de caractériser, au moyen de l'imagerie directe, des planètes extrasolaires géantes en orbite autour d'étoiles proches. Cela constitue un challenge de taille, de telles planètes étant caractérisées par une luminosité bien plus faible que celle de leur étoile, avec un contraste de typiquement 10^6 , ce qui est équivalent à détecter, depuis Paris, la lumière d'une bougie située à 50 cm d'un phare dans la rade de Marseille. De telles études nécessitent l'utilisation conjointe de technologies optiques de pointe, toutes à la limite de l'état de l'art.

2. L'INSTRUMENT SPHERE

Toute la conception de SPHERE a donc reposé sur la nécessité d'obtenir le contraste le plus élevé possible dans l'environnement immédiat de l'étoile en combinant de nombreux systèmes optiques complexes, ainsi que des processus de traitement d'images optimisés. L'instrument a été conçu et réalisé par un consortium européen piloté par l'Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) et comprenant l'ONERA, le Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM), le Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique (LESIA, Paris), le laboratoire Lagrange (Nice) ainsi que des instituts allemands, italiens, suisses et néerlandais, en collaboration avec l'Observatoire Européen Austral (ESO).

Tout d'abord un système d'optique adaptative extrême, SAXO (Sphere Adaptive-optics for eXoplanet Observation) [3][4], met en forme le faisceau en le corrigeant de toutes ses imperfections (turbulence atmosphérique, erreurs de pointage, vibrations, aberrations instrumentales quasi statiques) avec une précision nanométrique. Pour ce faire, SAXO met en œuvre des concepts et des

composants parmi les plus avancés à ce jour. La correction est obtenue par un miroir de pointage rapide de grande dimension (50 mm à 800 Hz) spécifiquement développé par le LESIA et par un miroir déformable de type *piezo stack* à 1377 actionneurs réalisés par la société CILAS. Une optique de relai combinant 3 miroirs toriques polis sous contrainte par le LAM [5], permet de minimiser le nombre de surfaces optiques, augmentant ainsi la transmission de l'instrument tout en garantissant une excellente qualité optique. Par ailleurs, l'un de ces miroirs, rendu actif par l'ajout d'un actionneur, permet la compensation des aberrations propres, lentement variables, du miroir déformable. L'analyseur de front d'onde, de type Shack-Hartmann, utilise une caméra EMCCD (electron-multiplying CCD) de E2V de 240x240 pixels avec une fréquence trame de 1200 Hz et un bruit de lecture équivalent, après amplification du signal, inférieur à 0,1 électron. Un filtre spatial ajustable en amont de l'analyseur permet de s'affranchir du phénomène de repliement. Les excellentes performances de ce détecteur, alliées aux diverses optimisations de concepts et de traitement de données du Shack-Hartmann permettent d'atteindre des magnitudes limites allant au-delà des spécifications originales et donc d'ouvrir la voie à l'observation de nombreux objets jusque là inaccessibles. L'analyseur de front d'onde et les optiques déformables sont reliés par un calculateur temps réel développé par l'ESO, qui contrôle l'ensemble de ces optiques avec un temps de latence inférieur à 80 microsecondes. Un filtrage de Kalman permet de compenser jusqu'à 12 pics de vibrations qui pourraient apparaître aléatoirement entre 10 et 300 Hz. Cette dernière fonctionnalité permet de stabiliser l'image avec un mouvement résiduel inférieur à 2 millisecondes d'arc (soit moins d'un vingtième de la limite de diffraction en bande H) et garantit ainsi une performance optimale des différents coronographes. Toutes ces fonctionnalités, optimisées en temps réel durant l'observation, permettent d'obtenir une correction quasi parfaite du front d'onde avec des performances sans précédent sur un télescope de 8 mètres : plus de 90% de rapport de Strehl en bande H et des images limitées par la diffraction jusqu'aux longueurs d'onde du visible (en I et R).

En sortie de SAXO, divers coronographes sont ensuite utilisés pour éliminer les photons provenant de l'étoile, soit en les bloquant physiquement et l'aide d'une pastille opaque, soit en créant des interférences destructives au niveau du plan focal de l'instrument. Ces coronographes ont été principalement développés au LESIA et au laboratoire Lagrange [6].

En aval de ce premier étage d'optimisation du faisceau optique, trois détecteurs vont analyser la lumière résiduelle non bloquée par les coronographes afin d'en extraire une information pertinente sur l'environnement de l'étoile observée :

- IRDIS [7], une caméra d'imagerie sensible dans l'infrarouge proche (0,95 à 2,3 microns) permettant d'imager simultanément la même scène à deux longueurs d'onde proches pour bénéficier d'une potentielle information spectrale dans l'objet observé. IRDIS a, au-delà de ses capacités d'imagerie, un mode spectrographique à fente et un mode polarimétrique.
- IFS [8], un spectrographe imageur lui aussi sensible dans le proche infrarouge (0,95 à 1,7 microns) avec une résolution spectrale de 40, qui va permettre une analyse fine des objets et l'utilisation de techniques de traitement de données avancées pour gagner significativement en contraste. Typiquement 80% des observations seront effectuées avec IRDIS et IFS fonctionnant en mode multiplex, dans deux sous bandes distinctes de l'infrarouge proche.
- ZIMPOL [9], un polarimètre imageur visible (0,5 à 0,9 microns) qui permet d'acquérir simultanément (et très rapidement) des images soit à deux longueurs d'onde différentes soit dans des états de polarisation différents. Là encore, l'idée est d'utiliser des possibles fluctuations de la polarisation de la lumière reçue pour distinguer entre les photons résiduels provenant de l'étoile, non arrêtés par le coronographe à cause des imperfections du système, qui ne sont pas polarisés et ceux réfléchis par l'objet d'intérêt qui, eux, peuvent l'être.

3. PREMIERS RESULTATS

En mai 2014, SHERE a été installé sur l'un des 4 télescopes de 8 mètres de diamètre du Very Large Telescope (VLT) de l'ESO. Après plus de 3 ans de tests exhaustifs en Europe (performances

ultimes, robustesse, opérabilité), 3 mois de remise en route et 6 mois de caractérisation sur le ciel au Chili, l'instrument est maintenant ouvert à la communauté astronomique depuis début 2015.

Les performances sont au rendez-vous, comme l'illustre la figure 1 ci-dessous. Les 3 images présentées ont le même champ de vue (1,8 seconde d'arc sur le ciel). La limite de diffraction du télescope est atteinte en bande H (1,65 microns) et en bande I (0,82 microns) alors que pour la bande H α (0,65 microns), la largeur du pic de diffraction est de 20 millisecondes d'arc au lieu de 18 millisecondes théoriques. Cela n'en reste pas moins la meilleure résolution jamais atteinte à cette longueur d'onde pour un télescope monolithique, que ce soit au sol ou dans l'espace.

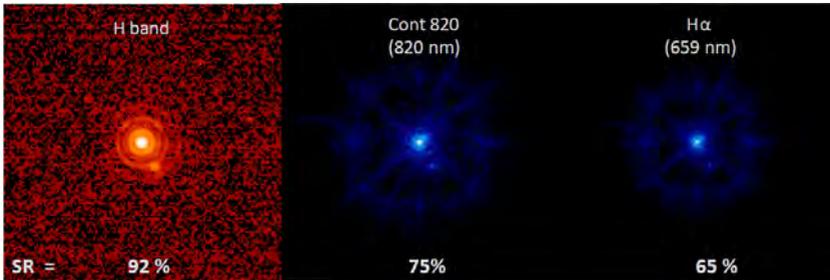


Fig. 1 : Illustration des performances typiques de SPHERE en infrarouge proche et en visible.

CONCLUSION

Associant un défi scientifique à un défi technologique, SPHERE est l'un des instruments d'observation astronomique depuis le sol les plus complexes jamais réalisés. Il va dans les années à venir, sans nul doute, apporter des percées significatives sur la compréhension de la formation et de l'évolution des systèmes planétaires, mais il sera également l'un des précurseurs de la future instrumentation du télescope européen géant de 39 mètres (E-ELT), dont la construction vient d'être décidé par les pays membres de l'ESO et qui sera installé d'ici à 2028 au Chili, à proximité du VLT.

RÉFÉRENCES

- [1] J.-L. Beuzit et al., "SPHERE: a planet finder instrument for the VLT", Proc. SPIE, vol. 7014, pp. 701418, 2008.
- [2] <http://sphere.osug.fr/>
- [3] T. Fusco et al., "High-order adaptive optics requirements for direct detection of extrasolar planets: Application to the SPHERE instrument", Optics Express, Vol. 14, Issue 17, pp. 7515-7534, 2006.
- [4] T. Fusco et al., "Final performance and lesson-learned of SAXO, the VLT-SPHERE extreme AO: from early design to on-sky results", Proc. SPIE, vol. 9148, pp. 91481U, 2014.
- [5] E. Hugot et al., "Active optics methods for exoplanets direct imaging", A&A vol. 538, PP. A139, 2012.
- [6] A. Boccaletti et al., "Prototyping coronagraphs for exoplanet characterization with SPHERE", Proc. SPIE, vol. 7015, pp. 70151B, 2008.
- [7] K. Dohlen et al., "The infra-red dual imaging and spectrograph for SPHERE: design and performance", Proc. SPIE, vol. 7014, 2008.
- [8] R. Claudi et al., "The SPHERE IFS at work", Proc. SPIE, vol. 9147, pp. 91471L, 2014.
- [9] R. Roelfsema et al., "The ZIMPOL high contrast imaging polarimeter for SPHERE: system test results", Proc. SPIE, vol. 9147, pp. 91473W, 2014.

PIÉGEAGE DE NANOPARTICULES LUMINESCENTES UTILISANT DES PINCES OPTIQUES FIBRÉES

**Jean-Baptiste Decombe¹, Francisco J. Valdivia-Valero², Géraldine Dantelle^{1,3},
Thierry Gacoin³, Gérard Colas des Francs², Serge Huant¹, Jochen Fick¹**

¹ Univ. Grenoble Alpes, Institut Néel, 38042 Grenoble, France
CNRS, Institut Néel, 38042 Grenoble, France

² Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, CNRS UMR 6303,
Université de Bourgogne, 21078 Dijon, France

³ Physique de la Matière Condensée, CNRS UMR 7643,
Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France

jochen.fick@neel.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons le piégeage optique de particules luminescentes de YAG : Ce³⁺ de 300 nm de diamètre en solution, synthétisées par voie glycothermale et utilisant un recuit protégé original. Le mouvement brownien de la particule est étudié et permet de caractériser le piège. Celui-ci est de forme harmonique dans la direction perpendiculaire à l'axe des fibres alors que plusieurs maxima apparaissent dans la direction axiale, correspondant aux franges d'interférences des ondes contre-propagatives. Ces résultats sont expliqués à l'aide de simulations numériques basées sur la méthode par éléments finis.

MOTS-CLEFS : *Piégeage optique ; fibre optique ; nanoparticule luminescente ; méthode des éléments finis*

1. INTRODUCTION

Une pince optique originale constituée de deux fibres optiques gravées est développée afin de piéger des objets de taille micro et nanométrique en milieu liquide. Des nanoparticules luminescentes de YAG : Ce³⁺ sont synthétisées spécifiquement afin de les piéger optiquement. Les caractéristiques du piège sont analysées expérimentalement et les forces appliquées sur la particule sont discutées théoriquement avec l'approximation dipolaire et des calculs exacts utilisant le formalisme des tenseurs de Maxwell.

2. ELABORATION DES NANOPARTICULES

Les particules sont fabriquées en utilisant une synthèse glycothermale spécifique et un recuit protégé original [1]. Les particules sont triées en taille à l'aide de rapides centrifugations successives. Une solution colloïdale stable de particules luminescentes de YAG : Ce³⁺ de 300 nm de diamètre (± 100 nm) est obtenue dans le culot de la solution (fig.1.a) alors que les plus petites se trouvant dans le surnageant mesurent 60 nm (± 40 nm). Elles présentent une excellente photostabilité grâce au recuit protégé dans une matrice de silice à haute température, permettant de les visualiser individuellement pendant plusieurs heures.

3. PINCE OPTIQUE ET PIÉGEAGE DES PARTICULES

Le coeur de notre pince consiste en deux pointes optiques gravées chimiquement et placées en face à face [2]. Des micro et nanoparticules sont piégées de manière reproductible et stable pour des puissances laser de l'ordre du mW et une distance inter-pointes de 2 à 10 μm .

La raideur du piège est calculée en appliquant les statistiques de Boltzmann et en effectuant une étude fréquentielle à partir des tracés de la position de la particule piégée (fig.1.b). Dans la direction axiale aux pointes, nous observons l'influence de franges d'interférences venant des deux ondes contra-propagatives. Une raideur normalisée de $35 \text{ pN}\cdot\mu\text{m}^{-1}\text{W}^{-1}$ est calculée pour une distance inter-pointes d'environ $5 \mu\text{m}$ et prouve l'efficacité de notre pince.

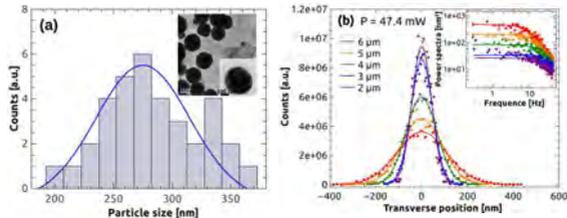


Fig. 1 : (a) Distribution statistique en taille et image MET (insert) des particules de YAG : Ce^{3+} . (b) Distribution en position transverse d'une particule piégée à différentes distances entre les pointes, insert : fréquence d'oscillation.

4. SIMULATIONS NUMÉRIQUES

Le champ électrique est calculé en utilisant l'approximation dipolaire. Il présente des franges d'interférences dans la direction longitudinale que l'on retrouve sur la carte d'énergie potentielle (fig.2). Nous calculons une raideur moyenne de $70 \text{ pN}\cdot\mu\text{m}^{-1}\text{W}^{-1}$. Elle est supérieure à celle mesurée expérimentalement parce que nous avons fixé une plus faible distance entre les pointes ($2,5 \mu\text{m}$), à cause de limitations numériques.

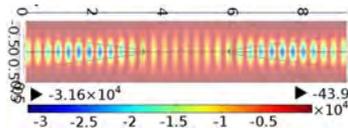


Fig. 2 : Carte de l'énergie potentielle ($U_{\text{pot}}/k_B T$) dans la direction longitudinale.

5. CONCLUSION

Nous avons étudié le piégeage de particules de YAG : Ce^{3+} , synthétisées de manière à obtenir une excellente photostabilité et une bonne distribution en taille. La forme et la raideur du piège ont été calculées à partir du suivi de la position de la particule. Plusieurs positions métastables de piège ont été observées dans la direction longitudinale, correspondant aux interférences des 2 ondes contra-propagatives. Des analyses quantitatives basées sur l'approximation dipolaire et les calculs exacts utilisant le tenseur de Maxwell permettent de comprendre clairement le procédé de piégeage entre les 2 pointes.

RÉFÉRENCES

- [1] A. Revaux et al., "A protected annealing strategy to enhanced light emission and photostability of YAG:Ce nanoparticle-based films," *Nanoscale* 3, pp. 2015–2022, 2011.
- [2] J.-B. Decombe, S. Huant, and J. Fick, "Single and dual fiber nano-tip optical tweezers: trapping and analysis," *Opt. Express* 21, pp. 30521–30531, 2013.

PHOTONIQUE NEUROMIMÉTIQUE DANS UN MICROPIILIER LASER À ABSORBANT SATURABLE

F. Selmi¹, R. Braive^{1,2}, G. Beaudoin¹, I. Sagnes¹, R. Kuszelewicz³, S. Barbay¹

¹ *Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, LPN-CNRS UPR20, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France*

² *Université Paris-Diderot, 5 Rue Thomas Mann, 75013 Paris, France*

³ *Laboratoire de Neurophotonique, Université Paris Descartes, 12 rue de l'École de Médecine, 75270 Paris Cédex 06, France*

sylvain.babay@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Un système neuromimétique est un système qui imite les propriétés des neurones biologiques ou de leur architecture en vue de faire du calcul ou du traitement d'information. Nous présentons des résultats récents sur la dynamique neuromimétique d'un micropilier laser et montrons en particulier que ces systèmes, en plus d'être excitables, possèdent une période réfractaire absolue et relative et peuvent sommer temporellement des signaux, en complète analogie avec le fonctionnement des neurones biologiques. Nous donnons des perspectives sur l'utilisation de ces systèmes comme plateforme neuromimétique photonique intégrée et ultra-rapide.

MOTS-CLEFS : *micropilier laser ; neuromimétique ; absorbant saturable ; excitabilité*

1. INTRODUCTION

Un système neuromimétique est un système qui imite les propriétés des neurones biologiques ou de leur architecture en vue de faire du calcul ou du traitement d'information. Ces systèmes ouvrent des perspectives nouvelles pour le traitement de l'information notamment en raison de leur faible consommation énergétique et de leur résilience au bruit. Parmi les systèmes neuromimétiques on peut citer les réseaux de neurones artificiels [1], les systèmes de calcul probabilistes et les systèmes de calcul à réservoir. Ici nous nous intéressons à des systèmes photoniques qui possèdent les propriétés fonctionnelles d'un neurone, c'est-à-dire capables d'intégrer des stimuli de sources variées, potentiellement avec des poids et des délais différents, de comparer cette somme à un seuil et d'émettre une réponse macroscopique si les stimuli dépassent ce seuil appelé seuil excitable. Ces systèmes peuvent alors servir de briques de base à des architectures plus complexes pour du traitement neuro-inspiré [2] ou pour de la logique excitable [3].

2. RÉSULTATS

Le système que nous considérons est un micropilier laser à absorbant saturable de conception originale [4]. C'est une structure de type laser à cavité verticale pompée optiquement qui intègre monolithiquement un absorbant saturable dans la zone active. Le micropilier laser est fabriqué par lithographie électronique et gravure, et est enrobé par une couche en nitrures de Silicium afin d'améliorer la dissipation thermique et de le protéger (Fig. 1). L'excitabilité dans ces systèmes se manifeste par une réponse de type tout ou rien : si le système est faiblement perturbé sa réponse est linéaire et de faible amplitude et il retourne à son état de repos, qui correspond à l'état non lasant. Si la perturbation dépasse le seuil excitable une impulsion de forte amplitude et de forme caractéristique est émise et le système se restabilise à nouveau. Nous avons démontré le

comportement excitable d'une microcavité plane à absorbant saturable [5] et avons démontré le contrôle du seuil excitable dans un micropilier [6]. Le temps caractéristique de réponse de ce système est sub-nanoseconde, soit plus d'un million de fois plus rapide qu'une impulsion excitable électrique d'un neurone biologique.

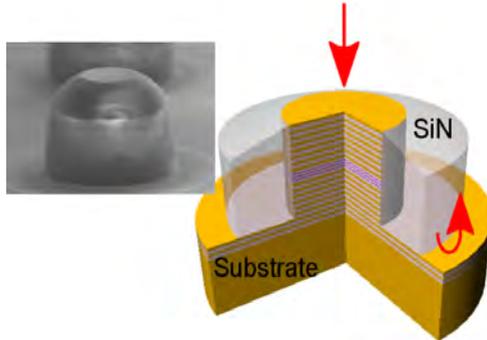


Fig. 1 Schéma d'un micropilier laser à absorbant saturable et image au microscope électronique (CNRS/LPN). Le diamètre du micropilier est de 4 microns.

Nous avons étudié la réponse du système à plusieurs stimuli au dessus du seuil excitable et étudié les temps réfractaires absolu et relatif. L'existence de ces temps prouve que le système garde une mémoire de son histoire passée et que le seuil excitable en dépend. Le système se comporte également comme un intégrateur non-linéaire pour des stimuli sous le seuil et implémente la sommation temporelle [7] bien connue en neurosciences. Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec le modèle de Yamada.

CONCLUSION

Un micropilier laser à absorbant saturable permet d'imiter les propriétés fonctionnelles d'un neurone biologique avec des temps de réponse considérablement plus rapides. Il constitue donc une brique de base importante pour fabriquer des systèmes neuro-inspirés plus complexes, et ce d'autant qu'il est aisé de coupler ces objets avec des topologies de couplage variées en utilisant les techniques de microfabrication usuelles.

RÉFÉRENCES

- [1] J. J. Hopfield and D. W. Tank, *Science* **233**, 625 (1986).
- [2] M. Nahmias, B. Shastri, A. Tait, and P. Prucnal, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, **19**, 1 (2013).
- [3] A. Jacobo, D. Gomila, M.A. Matias, and P. Colet, *New Journal of Physics*, **14**, 013040 (2012)
- [4] T. Elsass, K. Gauthron, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Kuszelewicz, and S. Barbay, *Eur. Phys. J. D* **59**, 91–96 (2010).
- [5] S. Barbay, R. Kuszelewicz, and A. M. Yacomotti, *Opt. Lett.* **36**, 4476–4478 (2011).
- [6] F. Selmi, R. Braive, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Kuszelewicz, and S. Barbay, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 183902 (2014) & Synopsis dans *Physics 'Semiconductor laser get nervy'*.
- [7] En préparation.

SONDES INTÉGRÉES RÉSONANTES DE LUMIÈRE : MICRO-RÉSONATEURS SUR POLYMÈRES COUPLÉS AUX TECHNOLOGIES ET PROCÉDÉS ISSUS DE LA CHIMIE, DES PLASMAS, DE LA MICRO-FLUIDIQUE ET DE LA BIOPHYSIQUE

Bruno Béche¹, Nolwenn Huby¹, Alain Moréac¹, Véronique Vié¹, Pascal Panizza¹, Hervé Lhermite², Francine Solal¹

¹ Institut de Physique de Rennes - IPR UMR CNRS 6251, Université de Rennes 1, Campus Beaulieu, Bât. 11E Nanosciences, 263 avenue du Général Leclerc, 35042 Rennes, France.

² Institut d'Electronique et de Télécommunications de Rennes - IETR UMR CNRS 6164, Université de Rennes 1, Campus Beaulieu, Bât. 11B, 35042 Rennes Cedex, France.

* <http://blogperso.univ-rennes1.fr/bruno.beche/>

RÉSUMÉ

Au cours de cette allocution, quelques voies de recherche et développement en photonique intégrée à base de matériaux organiques seront développées. Plusieurs approches hybrides qui sont issues de domaines transverses de la physique et de la chimie pour la réalisation de Micro-Résonateurs (MRs) 2D, 2.5D et 3D sur polymères seront présentées. De telles voies parallèles soulignent l'intérêt de développer des technologies et procédés hybrides, comme les traitements plasmas, la micro-fluidique, le dépôt de films biomoléculaires en biophysique, qui s'adaptent et se couplent aux processus classiques de couches minces déjà existants pour l'intégration optique.

MOTS-CLEFS : *Polymères ; traitement plasmas ; fluides complexes ; biophysique moléculaire ; micro-résonateurs (MRs).*

1. INTRODUCTION

L'objectif pédagogique de cet oral est de développer quelques exemples ciblés où l'émergence de certains procédés et techniques hybrides a pu et a su apporter des solutions intéressantes en s'adaptant aux besoins de la photonique intégrée. Ces approches hybrides, qui peuvent apparaître 'non conventionnelles' au premier abord, se situent de la physico-chimie et traitements plasmas, jusqu'à la biophysique moléculaire et systèmes intégrés de fluides complexes (ou micro-fluidique).

2. LA CHIMIE ORGANIQUE COMMERCIAL, LES PLASMAS, LA MATIERE MOLLE EN FLUIDES COMPLEXES ET EN INTERFACES BIOMOLECULAIRES POUR LES MRS EN PHOTONIQUE

Deux possibilités émergent en termes d'utilisation de matériaux organiques : les produits commerciaux ou alors la synthèse de cette chimie organique en laboratoire. De nombreuses substances et résines commerciales se sont avérées des candidats organiques intéressants ces dernières années [1-7] sans l'utilisation de technique coûteuse de type gravure par faisceau d'électron. L'utilisation de techniques complémentaires, en particulier les traitements plasmas et leurs analyses, peuvent permettre l'obtention de couches à fonctionnalités spécifiques, et même totalement nouvelles en modifiant, améliorant et contrôlant fortement les propriétés physico-chimiques des couches et des surfaces organiques déposées ; que ce soit par exemple par fonctionnalisation de surface pour diminuer les pertes en propagation au sein de structures [8-9], ou bien pour créer de nouvelles structures photoniques MRs 2.5D par modification des énergies de surface et augmentation du travail d'adhésion aux interfaces multicouches organiques lors des procédés de mise en forme [10]. La biophysique avec ces procédés biomoléculaires (techniques de dépôts de films Langmuir-Blodgett (LB) nanométriques) et ses outils d'analyses relatifs aux couches de lipides d'indices faibles, ou encore le vaste domaine des systèmes de fluides complexes sur puce (micro-fluidique) peuvent se positionner en technologie bas coût adjointe à une fabrication de masse. La liste des approches hybrides est sans doute longue, comme l'utilisation des films de LB pour le contrôle des 'gaps' sub-longueur d'onde de MRs-3D [11], la génération de MRs-3D sur

organiques par techniques dite de 'flow-focusing' de trains de gouttes polymères sur puce [12-15], couplées aux techniques de lithographies en UV profond [16,17].

CONCLUSION

De nombreux procédés hybrides, appartenant à la biophysique moléculaire, à la physique des plasmas, aux principes et techniques issues de la fluidique, peuvent être appliqués pour le développement de structures MRs originales en photoniques intégrées sur organiques. Ces approches qui peuvent apparaître non-conventionnelles par rapport aux procédés plus employés en couches minces et nanotechnologies, peuvent s'avérer 'relativement' simples dans certains cas et sans doute élégantes et intéressantes pour participer au développement de la photonique intégrée.

RÉFÉRENCES

- [1] B. Bêche, N. Pelletier, E. Gaviot, J. Zyss, "Single mode optical waveguides on SU-8 polymer", *Opt. Commun.*, vol. 230/1-3, pp. 91-94, 2004.
- [2] B. Bêche, N. Pelletier, R. Hierle, A. Gouillet, J.P. Landesman, E. Gaviot, J. Zyss, "Conception of Optical Integrated Circuits on Polymers", *Microelectron. J.*, vol. 37, pp. 421-427, 2006.
- [3] N. Pelletier, B. Bêche, E. Gaviot, L. Camberlein, N. Grossard, F. Polet, J. Zyss, "Single-mode rib optical waveguides on SOG/SU-8 polymer and integrated Mach-Zehnder for designing thermal sensors", *IEEE Sensors J.*, vol. 6, n°3, pp. 565-570, 2006.
- [4] N. Pelletier, B. Bêche, N. Tahani, J. Zyss, L. Camberlein, E. Gaviot, "SU-8 waveguiding interferometric micro-sensor for gage pressure measurement", *Sensors and Actuators : A*, vol. 135, pp. 179-184, 2007.
- [5] B. Bêche, "Integrated photonics devices on SU8 organic materials: a review", *Academic Journals: Int. J. Phys. Sci.*, vol. 5, n°6, pp. 612-618, 2010.
- [6] A. Airoudj, B. Bêche, D. Debarnot, E. Gaviot, F. Poncin-Epaillard, "Integrated SU-8 photonic gas sensors based on PANI polymer devices: Comparison between metrological parameters", *Opt. Comm.*, vol. 282, n° 19, pp. 3839-3845, 2009.
- [7] D. Duval, H. Lhermite, C. Godet, N. Huby, B. Bêche, "First developments of integrated photonics on UV 210", *J. Opt. A: Pure Appl.*, vol. 12, n°5, pp. 055501-055507, 2010.
- [8] B. Bêche, P. Papet, D. Debarnot, E. Gaviot, J. Zyss, F. Poncin-Epaillard, "Fluorine plasma treatment on SU-8 polymer for integrated optics", *Opt. Commun.*, vol. 246/1-3 pp. 25-28, 2005.
- [9] A. Airoudj, D. Debarnot, B. Bêche, B. Boulard, F. Poncin-Epaillard, "Improvement of the optical transmission of polymer planar waveguide by plasma treatment", *Plasma processes and Polymers*, Ed. Wiley InterScience, vol. 5, n°3, pp. 275-288, 2008.
- [10] A. Zebda, L. Camberlein, B. Bêche, E. Gaviot, E. Bêche, D. Duval, J. Zyss, G. Jézéquel, F. Solal, C. Godet, "Spin coating and plasma process for 2.5D integrated photonics on multilayer polymers", *Thin Solid Film*, vol. 516, pp.8668-8674, 2008.
- [11] B. Bêche, A. Potel, J. Barbe, V. Vié, J. Zyss, C. Godet, N. Huby, D. Pluchon, E. Gaviot, "Resonant coupling into hybrid 3D micro-resonator devices on organic/biomolecular film/glass photonic structures", *Opt. Comm.*, vol. 283, n°1, pp. 164-168, 2010.
- [12] N. Huby, D. Pluchon, N. Coulon, M. Belloul, A. Moreac, E. Gaviot, P. Panizza, B. Bêche, "Design of organic 3D microresonators with microfluidics coupled to thin-film processes for photonic applications", *Opt. Comm.*, vol. 283, n° 11, pp. 2451-2456, 2010.
- [13] D. Pluchon, N. Huby, L. Frein, A. Moréac, P. Panizza, B. Bêche, "Flexible Beam-Waist Technique for Whispering Gallery Modes Excitation in Polymeric 3D Micro-Resonators", *Opt. Int. J. Light Electron. Opt.*, 2012.
- [14] D. Pluchon, N. Huby, A. Moréac, P. Panizza, B. Bêche, "From Fabrication to Characterization of 3D Organic Micro-Resonators: a Complementary Alliance of Microfluidics and Optics", *Advances in Optical Technologies*, article ID 767836, vol. 2012, pp. 1-7, 2012.
- [15] D. Pluchon, N. Huby, V. Vié, P. Panizza, B. Bêche, "AFM analysis of 3D optical microresonators surfaces : a correlation to Q-factors values", *Opt. Photon. J.*, vol. 3, (4) pp. 291-295, 2013.
- [16] D. Pluchon, N. Huby, H. Lhermite, D. Duval, B. Bêche, "Fabrication and resonant optical coupling of various 2D micro-resonators structures on UV210 polymer", *J. Micromech. Microeng.*, vol. 22, pp. 085016-085024, 2012.
- [17] R. Castro Beltran, N. Huby, G. Loas, H. Lhermite, D. Pluchon, B. Bêche, 'Improvement of efficient coupling and optical resonances by using taper-waveguides coupled to cascade of UV210 polymer micro-resonators', *J. Micromech. Microeng.*, vol. 24, pp. 125006-125013, 2014.

MESURE DE L'ÉMISSION THERMIQUE ET DE LA DENSITÉ LOCALE D'ÉTATS ELECTROMAGNETIQUE EN CHAMP PROCHE

Valentina Krachmalnicoff, Florian Peragut, Da Cao, Alexandre Cazé, Dorian Bouchet, Elodie Perros, Romain Pierrat, Rémi Carminati, Yannick De Wilde

*ESPCI ParisTech, PSL Research University, CNRS, Institut Langevin,
1 rue Jussieu, F-75238 Paris, France*

yannick.dewilde@espci.fr

RÉSUMÉ

La densité locale d'états électromagnétique (EM-LDOS) est la quantité qui gouverne l'émission thermique d'un matériau à l'équilibre, ou le taux d'émission spontanée d'émetteurs dipolaires. Nous décrivons une sonde locale à balayage de l'émission thermique de champ proche qui permet d'obtenir des cartes et des spectres super-résolus de la EM-LDOS dans l'infrarouge moyen. Nous évoquons également un autre type de sonde à balayage récemment développée, qui donne accès à la EM-LDOS dans le visible par la mesure des propriétés de fluorescence d'un nano-objet greffé sur une pointe de microscope à force atomique.

MOTS-CLEFS : *TRSTM, émission thermique, sonde fluorescente, LDOS*

Nous avons développé des sondes locales à balayage qui donnent accès à la densité locale d'états électromagnétique (EM-LDOS) de deux façons différentes selon la gamme spectrale d'intérêt [1,2,3]. La première, dont il s'agira essentiellement dans cette présentation, est le microscope à effet tunnel à rayonnement thermique (TRSTM) [1]. Cette sonde fonctionne dans l'infrarouge moyen. Elle utilise l'émission thermique d'un échantillon qui peut être porté à une température de l'ordre de 450 K à l'aide d'un support chauffant. L'émission thermique est diffusée dans la zone de champ proche à la surface de l'échantillon par l'extrémité de la pointe d'un microscope à force atomique (AFM). La mesure de l'intensité du champ diffusé lorsque la pointe balaye la surface de l'échantillon fournit une image super-résolue de l'émission thermique, qui révèle les variations spatiales de EM-LDOS [1,3]. Alors que nos précédents travaux avaient permis d'obtenir des images TRSTM de modes plasmoniques [1], nous présenterons au cours de l'exposé les résultats d'une étude récente dans laquelle nous avons comparé l'aptitude du TRSTM et celle du microscope optique de champ proche à pointe diffusante avec source infrarouge extérieure (IR-NSOM) à produire des images super-résolues exemptes de distorsion. A cette fin, des échantillons formés d'une surface rugueuse désordonnée dont la statistique des hauteurs suit une loi exponentielle décroissante ont été fabriqués par lithographie 3D au Laboratoire de Photonique et Nanostructures. L'étude que nous avons menée a démontré que seul le TRSTM permet d'obtenir des images super-résolues exemptes de distorsions à grande échelle sur ces échantillons [4].

Le couplage du TRSTM avec un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (FTIR) a également été réalisé pour sonder la dépendance en fréquence de l'émission thermique de champ proche, et donc de la EM-LDOS. Nos mesures de spectroscopie TRSTM ont montré que les matériaux polaires tels que le carbure de silicium donnent lieu à une émission thermique de champ proche quasi-monochromatique [5]. Cet écart à la loi de Planck s'explique par la présence d'un phonon polariton de surface qui est responsable d'un pic de EM-LDOS situé dans l'infrarouge moyen [6,7]. Des images hyperspectrales utilisant le FTIR combiné au TRSTM ont démontré qu'il est possible de cette façon de dépasser d'environ un facteur 100 la limite de résolution inhérente à la spectroscopie infrarouge classique. A titre d'exemple, la figure 1 montre l'évolution du spectre de

l'émission thermique de champ proche mesurée le long d'une ligne qui traverse la frontière entre du SiC cristallin et un film d'or (Au) partiellement déposé à sa surface. Le pic quasi-monochromatique caractéristique de l'émission thermique de champ proche du SiC disparaît à la frontière entre les deux matériaux sur une distance de l'ordre de la centaine de nanomètres alors qu'il se situe à une longueur d'onde voisine de 10 microns [8].

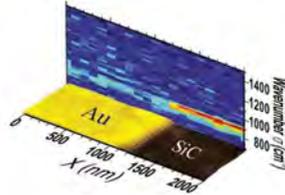


Fig. 1 : Image hyperspectrale de l'émission thermique de champ proche enregistrée à l'aide du TRSTM le long d'une ligne qui traverse la frontière entre du carbure de silicium (SiC) et de l'or (Au). Le plan horizontal représente la topographie de l'échantillon, et le plan vertical les spectres. On distingue en orange dans le plan vertical la signature du pic monochromatique de l'émission thermique du SiC.

Nous évoquerons aussi brièvement le développement d'une seconde sonde de champ proche adaptée à la gamme spectrale du visible (ou du proche infrarouge), qui exploite le fait que la EM-LDOS gouverne le taux d'émission spontanée d'émetteurs dipolaires fluorescents [2,3]. La sonde à balayage utilise un nano-objet fluorescent fixé à la pointe d'un AFM, dont on mesure l'intensité et le temps de désexcitation de fluorescence dans la zone de champ proche à la surface d'une nanostructure en même temps que sa topographie est enregistrée. Cette approche appliquée dans une configuration rigoureusement focale a récemment permis d'extraire la contribution des photons émis de façon radiative vers le système de détection à partir des mesures du taux de désexcitation total et de l'intensité de fluorescence [9].

Les travaux qui seront discutés au cours de l'exposé sont le fruit d'une collaboration entre l'Institut Langevin et J.-J. Greffet, J.-H. Hugonin, du Laboratoire Charles Fabry-IOGS ; T. Taliercio, V. Ntsame Guilengui, de l'Institut d'Electronique du Sud ; K. Joulain de l'Institut P-Prime ; P.-O. Chapuis, du Centre d'Étude Thermique de Lyon ; S. Collin, N. Bardou, du Laboratoire de Photonique et de Nanostructures.

REFERENCES

- [1] Y. De Wilde, F. Formanek, R. Carminati, B. Gralak, P.-A. Lemoine, K. Joulain, J.-P. Mulet, Y. Chen, J.-J. Greffet, *Nature*, vol. 444, 740, 2006.
- [2] V. Krachmalnicoff, D. Cao, A. Cazé, E. Castanié, R. Pierrat, N. Bardou, S. Collin, R. Carminati, Y. De Wilde, *Opt. Express*, vol. 21, 11536, 2013.
- [3] R. Carminati, A. Cazé, D. Cao, F. Peragut, V. Krachmalnicoff, R. Pierrat, Y. De Wilde, *Surf. Sci. Rep.*, vol. 70, 1, 2015.
- [4] F. Peragut, V. Krachmalnicoff, N. Bardou, R. Pierrat, S. Collin, R. Carminati, Y. De Wilde, to be published.
- [5] A. Babuty, K. Joulain, P.-O. Chapuis, J.-J. Greffet, Y. De Wilde, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, 146103, 2013.
- [6] A.V. Shchegrov, K. Joulain, R. Carminati, J.-J. Greffet, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, 1548, 2000.
- [7] K. Joulain, R. Carminati, J. P. Mulet, J.-J. Greffet, *Phys. Rev. B*, vol. 68, 245405, 2003.
- [8] F. Peragut, J.-B. Brubach, P. Roy, Y. De Wilde, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, 251118, 2014.
- [9] D. Cao, A. Cazé, M. Calabrese, R. Pierrat, N. Bardou, S. Collin, R. Carminati, V. Krachmalnicoff, Y. De Wilde, *ACS Photonics*, vol. 2, 189, 2015.

ELECTROLUMINESCENCE DE FILS MOLÉCULAIRES UNIQUES SUSPENDUS DANS UNE JONCTION PLASMONIQUE

Michael Chong¹, Gaël Reecht¹, Hervé Bulou¹, Alex Boeglin¹, Fabrice Scheurer¹,
Fabrice Mathevet², Guillaume Schull¹

¹ Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg, UMR 7504 (CNRS – Université de Strasbourg), 67034 Strasbourg, France

² Laboratoire de Chimie des Polymères, UMR 7610 (CNRS – Université Pierre et Marie Curie), 75252 Paris, France

schull@unistra.fr

RÉSUMÉ

Un fil moléculaire unique contenant un chromophore est relevé d'une surface d'Au(111) à l'aide d'un microscope à effet tunnel fonctionnant sous UHV et à basse température (4.5K). La lumière émise lors du passage d'un courant électrique à travers la jonction moléculaire est enregistrée et révèle un raie d'émission très fine (≈ 2.5 meV) caractéristique de la transition $S1 \rightarrow S0$ du chromophore. En modifiant le couplage chromophore-électrode, la cohérence temporelle de l'émission est contrôlée sur plusieurs ordres de grandeurs. Finalement, la grande cohérence de l'émission permet une étude approfondie des couplages entre l'excitation moléculaire et son environnement vibronique, phononique et plasmonique.

MOTS-CLEFS : STM, Electroluminescence, Molécule unique, Plasmons de surface.

INTRODUCTION

Une électronique hybride intégrant des structures plasmoniques au sein de circuits électriques est perçue comme une solution possible à la réalisation de composants ultra-rapides. Un paramètre essentiel pour la réalisation de tels composants, réside dans la mise au point de transducteurs permettant de convertir, de manière contrôlée, un signal électrique en un signal plasmonique et *vice-versa*. Nous proposons d'utiliser un chromophore unique à cette fin. En effet, celui-ci peut-être aisément couplé à des plasmons de surface. Il constitue, par ailleurs, une source de photons uniques et, dans certaines conditions, des raies d'émission très fines peuvent être observées, deux propriétés essentielles en vue de son utilisation pour des expériences de traitement quantique de l'information. Conserver ces propriétés pour un chromophore intégré au sein d'un circuit électrique (jonction moléculaire) est particulièrement difficile du fait du contact avec les électrodes métalliques qui dénaturent les propriétés optiques et électroniques du chromophore.

RÉSULTATS

Pour contourner ce problème, nous avons récemment utilisé [1] la pointe en or d'un microscope à effet tunnel pour relever des fils moléculaires uniques (polythiophène) d'une surface d'Au(111) (Fig. 1a). La lumière émise lors du passage du courant au travers de ce nanofil a pu être associée à des recombinaisons entre des électrons injectés dans la LUMO depuis la pointe du STM avec des trous injectés dans la HOMO du fil suspendu depuis la surface. Ainsi, si les extrémités du fil sont en contact direct avec les électrodes et permettent une bonne conduction du courant à travers le nanocircuit électrique, la partie suspendue du fil apparaît comme partiellement isolée des électrodes. Des raies d'émission très larges sont toutefois observées (≈ 150 meV) ce qui suggère que le découplage entre états moléculaires et états des électrodes reste insuffisant.

Dans une nouvelle étape [2], nous avons introduit un chromophore (un dérivé de porphyrine) au sein des fils de polythiophène précédemment étudié (Fig. 1b). Les spectres d'électroluminescence obtenus lorsque le copolymère est suspendu entre la pointe et la surface de notre STM présentent cette fois une

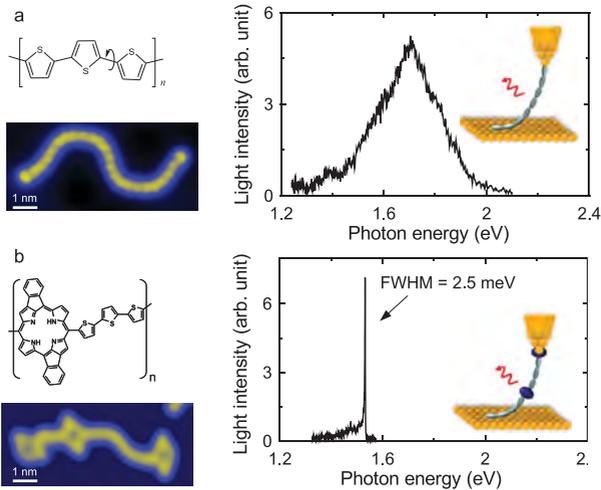


FIGURE 1 : (a) Image STM d'un fil de polythiophène déposé sur une surface d'Au(111) avec son modèle (à gauche) et spectre d'électroluminescence du même fil suspendu dans la jonction STM (à droite). (b) Image STM d'un copolymère composé de dérivés de porphyrin et de polythiophène déposé sur une surface d'Au(111) (à gauche) et spectre d'électroluminescence du même fil suspendu dans la jonction STM (à droite).

raie d'émission extrêmement fine (jusqu'à 2.5 meV de large) qui peut être associée, sur la base de calculs TD-DFT, à la transition $S1 \rightarrow SO$ du chromophore. La longueur de cohérence associée (≈ 0.15 nm) est proche de celle de diodes laser non régulées. Nous montrons par ailleurs, qu'il est possible de contrôler la durée de vie de l'état excité du chromophore sur deux ordres de grandeur, en détachant progressivement le chromophore de la surface à l'aide de la pointe du STM. L'étroitesse des raies d'émission nous a permis de mettre en évidence des paramètres essentiels liés aux interactions entre l'exciton moléculaire et son environnement vibronique, phononique et plasmonique. Nous mettons notamment en évidence que l'excitation du chromophore se fait par absorption d'un plasmon localisé à la jonction or-or du STM, plasmon qui est lui-même excité par le courant tunnel inélastique traversant la jonction. De même, nous montrons que la désexcitation du chromophore est également couplée à ces plasmons localisés.

CONCLUSION

Cette étude montre qu'il est possible de convertir un signal électrique en un signal plasmonique de grande cohérence temporelle à l'aide d'une molécule unique suspendue entre deux électrodes. Par ailleurs, la nature même de l'émetteur (le chromophore unique) fait de ces jonctions des sources de photons uniques. Une expérience de corrélation en temps des photons émis est en préparation et devrait confirmer cette hypothèse.

RÉFÉRENCES

- [1] G. Reecht, F. Scheurer, V. Speisser, Y. J. Dappe, F. Mathevet, G. Schull. Phys. Rev. Lett. **112**, 047403 (2014).
- [2] M. Chong, G. Reecht, H. Bulou, A. Boeglin, F. Scheurer, F. Mathevet, G. Schull, submitted.

CENTRE NV DU DIAMANT POUR LA MAGNETOMETRIE A HAUTE RESOLUTION

T. Hingant¹, J.-P. Tetienne¹, L. J. Martinez¹, I. Gross¹, S. Rohart², A. Thiaville², K. Garcia³, J.-V. Kim³, D. Ravelosona³, J.-F. Roch¹, et V. Jacques¹

¹Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, Université Paris-Sud and ENS Cachan, 91405 Orsay, France

²Laboratoire de Physique des Solides, Université Paris-Sud and CNRS UMR 8502, 91405 Orsay, France

³Institut d'Electronique Fondamentale, Université Paris-Sud and CNRS UMR 8622, 91405 Orsay, France
thomas.hingant@u-psud.fr

La détection et l'imagerie de champs magnétiques de faible amplitude avec une résolution spatiale à l'échelle nanométrique sont des enjeux importants dans de nombreux domaines de la physique et pour de multiples applications, que ce soit par exemple en science des matériaux pour le stockage magnétique de l'information et le développement de la spintronique, ou bien en biophysique pour l'étude structurale de protéines par résonance magnétique.

IMAGERIE MAGNETIQUE A L'ECHELLE NANOMETRIQUE. Bien qu'un grand nombre de techniques de microscopie magnétique aient été développées au cours des dernières décennies, imager le magnétisme à l'échelle nanométrique reste un important défi expérimental [1]. Cette tâche difficile peut être poursuivie en suivant deux stratégies différentes. Une première approche consiste à cartographier directement l'aimantation de l'échantillon étudié. Ceci implique l'utilisation de particules (photons, électrons...) dont l'interaction avec la matière dépend de l'état d'aimantation. Cette approche offre la plus haute résolution spatiale à ce jour, pouvant atteindre l'échelle atomique pour la microscopie à effet tunnel polarisé en spin [2] et environ 10 nm pour les méthodes de microscopie à rayons X en transmission [3]. Cependant, de telles techniques nécessitent un appareillage expérimental complexe sous ultravide, et sont ainsi limitées à l'étude d'échantillons spécifiques.

Une autre approche consiste à cartographier le champ magnétique généré à l'extérieur de l'échantillon. La résolution spatiale est alors limitée à la fois par la taille de la sonde et par sa distance à l'échantillon. Parmi les nombreuses techniques de microscopie de champ de fuite [4], la microscopie à force magnétique (MFM) est devenue omniprésente, car elle offre une résolution spatiale inférieure à 50 nm et fonctionne aux conditions ambiantes, sans aucune préparation spécifique de l'échantillon. Cette technique est aujourd'hui couramment utilisée pour cartographier des gradients de champ magnétique autour de nanostructures magnétiques. Toutefois, en raison de la nature magnétique de la sonde, la MFM est difficilement quantitative et perturbe inévitablement la structure magnétique étudiée, limitant ainsi son champ d'applications [5].

Durant les dernières années, les méthodes expérimentales permettant la mesure et la manipulation de systèmes quantiques individuels ont permis le développement d'une nouvelle génération de magnétomètre à haute résolution. Dans cet esprit, il a été récemment proposé d'utiliser l'état de spin électronique d'un centre coloré NV du diamant comme capteur de champ magnétique [6-8]. Cette méthode promet des avancées significatives en imagerie magnétique car elle fournit des mesures de champ magnétique quantitatives et vectorielles, en combinant une haute sensibilité et un volume de détection de taille atomique, ceci même à température ambiante [9].

LE CENTRE NV DU DIAMANT COMME CAPTEUR MAGNETIQUE DE DIMENSION ATOMIQUE. Une propriété remarquable du centre coloré NV réside dans le fait que son niveau fondamental est un niveau triplet de spin, dont la dégénérescence est partiellement levée par interaction spin-spin, en un état doublet $m_s = \pm 1$ et un état singulet $m_s = 0$, séparés de 2.88 GHz en l'absence de champ magnétique [Fig. 1(b)]. L'analyse des règles de sélection liées au spin lors de transitions radiatives permet de montrer d'une part qu'un centre coloré NV unique est polarisé dans l'état $m_s = 0$ par pompage optique et d'autre part que la photoluminescence est considérablement plus efficace

lorsque l'état $m_s = 0$ est peuplé [9]. Cette propriété permet de déterminer l'état de spin électronique dans le niveau fondamental par la simple mesure du niveau de photoluminescence, permettant ainsi d'appliquer une technique de détection optique de la résonance magnétique (ODMR) [Fig. 1(c)]. Lorsque un champ magnétique est appliqué au voisinage du centre NV, la dégénérescence des niveaux $m_s = \pm 1$ est levée par effet Zeeman, conduisant à un dédoublement de la raie de résonance magnétique dont le déplacement spectral est directement lié à l'amplitude du champ magnétique suivant l'axe de quantification du centre NV. Le centre coloré NV est ainsi intrinsèquement un magnétomètre de dimension atomique [9].

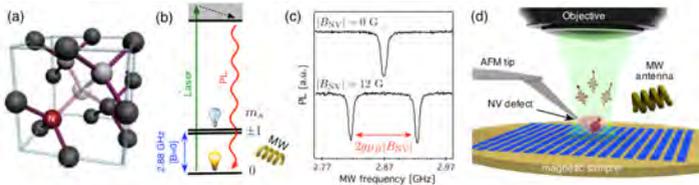


Fig. 1 : (a) Centre coloré NV dans le cristal de diamant. (b) Structure simplifiée des niveaux d'énergie. La lecture de l'état de spin est effectuée en mesurant l'intensité de photoluminescence à partir du niveau excité, fonction de la population dans l'état "brillant" $m_s = 0$ et dans les états "noirs" $m_s = \pm 1$ du niveau fondamental. (c) Spectre de résonance magnétique pour un centre coloré NV unique pour différentes amplitudes du champ magnétique B_{NV} . (d) Schéma de principe du magnétomètre. Un centre NV dans un nanocristal de diamant placé à l'extrémité d'une pointe de microscope à force atomique (AFM) est utilisé comme sonde magnétique à travers la mesure optique du déplacement Zeeman de sa résonance magnétique électronique.

Le principe de fonctionnement d'un magnétomètre à balayage fondé sur la réponse magnétique d'un centre NV du diamant est décrit par la Figure 1(d). Une nanoparticule de diamant contenant un centre coloré NV unique est positionnée à l'extrémité d'une pointe de microscope à force atomique (AFM), laquelle peut être déplacée de façon contrôlée au voisinage d'une structure magnétique à caractériser. Un microscope optique confocal est couplé à l'AFM afin d'exciter optiquement le centre NV positionné au bout de la pointe et de mesurer son spectre de résonance magnétique en appliquant une excitation micro-onde résonante. La cartographie du champ magnétique est alors obtenue en mesurant le déplacement de la raie de résonance magnétique du centre NV en chaque point de l'échantillon. Le volume de détection est alors fondamentalement limité par l'extension spatiale de la fonction d'onde électronique du centre coloré NV, laquelle est de l'ordre du nanomètre.

Dans cet exposé, j'introduirai brièvement les différentes techniques d'imagerie magnétique aux échelles nanométriques, leurs performances et leurs limitations. Puis je décrirai la mise en œuvre expérimentale d'un magnétomètre à centre NV et je discuterai ses performances en terme de sensibilité et de résolution spatiale [10]. Je montrerai par la suite comment ce capteur de champ magnétique de dimension atomique peut être utilisé pour mener des études fondamentales en nanomagnétisme. Je décrirai plus précisément comment la magnéto-métrie à centre NV permet de mesurer la structure interne ainsi que les sites de piégeage d'une paroi de domaine dans un film ferromagnétique de quelques couches atomiques [11].

RÉFÉRENCES

- | | |
|--|---|
| [1] Freeman, M. R.; Choi, B. C. <i>Science</i> 2001, 294 , 1484. | [7] Balasubramanian, G. et al. <i>Nature</i> 2008, 455 , 648. |
| [2] Wachowiak, A. et al. <i>Science</i> 2002, 298 , 577. | [8] Maze, J. R. et al. <i>Nature</i> 2008, 455 , 644. |
| [3] Fischer, P. et al. <i>Phys. Rev. B</i> 2011, 83 , 212402. | [9] Rondin, L. et al. <i>Rep. Prog. Phys.</i> 2014, 77 , 056503. |
| [4] Kirtley, J. R. <i>Rep. Prog. Phys.</i> 2010, 73 , 126501. | [10] Rondin, L. et al. <i>Nat. Commun.</i> 2013, 4 , 2279. |
| [5] Garcia, J. M. et al. <i>Appl. Phys. Lett.</i> 2001, 79 , 656. | [11] Tetienne, J. P. et al. <i>Science</i> 2014, 344 , 1366. |
| [6] Taylor, J. M. et al. <i>Nature Phys.</i> 2008, 4 , 810. | |

L'INTERFEROMETRIE ATOMIQUE, DE LA PHYSIQUE FONDAMENTALE AUX APPLICATIONS

Philippe Bouyer¹

¹ Laboratoire Photonique, Numérique, Nanosciences, UMR 5298 de l'IOGS, du CNRS et de l'Université de Bordeaux, IOA – rue François Mitterrand, 33400 Talence.

philippe.bouyer@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Refroidis proche du zéro absolu, les atomes, qui se déplacent alors à des vitesses égales ou inférieures à quelques centimètres par seconde, se comportent non plus comme des particules, mais comme ondes de de Broglie dont la propagation peut conduire à des phénomènes d'interférence. On peut alors utiliser ces interférences pour construire des dispositifs de mesure de haute précision qui peuvent s'avérer extrêmement sensibles aux effets inertiels comme l'accélération et la rotation. Cet exposé présentera les derniers avancements dans l'étude de ces capteurs inertiels à ondes matière. Il sera abordé les expériences de laboratoires où, par exemple, des interféromètres ultra-précis sont utilisés pour effectuer des tests précis de la physique fondamentale, comme le test du principe d'équivalence ou la détection d'ondes gravitationnelles. L'exposé présentera aussi les divers développements vers des applications commerciaux comme le guidage et la navigation, ou le développement de gravimètres ultra-précis pour étudier le sous-sol.

MOTS-CLEFS : Interférométrie Atomique, Atomes Froids, Senseurs Inertiels, Ondes de Matière

1. INTRODUCTION

Depuis sa première démonstration en 1991, l'interférométrie atomique [1] s'est révélée être un outil de choix pour mesurer avec précision les constantes fondamentales, tester des modèles ultra précisément ou mesurer sans biais les effets inertiels. Ainsi, la sensibilité des interféromètres à l'accélération ou la rotation [2] a montré qu'ils pouvaient concurrencer voire même dépasser l'état de l'art des capteurs basés sur d'autres technologies. La haute stabilité et la précision de ces capteurs sont à la base de plusieurs applications allant de la physique fondamentale (par exemple les tests de la relativité générale [3] et des mesures de constantes fondamentales [4]), à la géophysique (gravimétrie [5], gradiométrie [6]) et la navigation inertielle [7].

Aujourd'hui, à l'image du développement des horloges atomiques, la recherche en interférométrie atomique s'oriente à la fois vers la physique fondamentale et les applications. Dans le premier cas, un des enjeux est d'atteindre des sensibilités ultimes en exploitant les fondements de la physique quantique et de l'interaction matière rayonnement, l'autre enjeu étant d'utiliser ces instruments pour des tests de physique fondamentale, comme la détection des ondes gravitationnelles ou le test du principe d'équivalence. Dans le second cas, la recherche repose sur l'innovation dans les concepts et dans les briques technologiques clé. Ainsi, des développements technologiques considérables ont été réalisés et ont permis la mise sur le marché de gravimètres et d'horloges permettant des mesures « statiques » à long terme. Cependant, l'utilisation de capteurs inertiels à atomes froids dans la navigation et le positionnement nécessite encore de résoudre de nombreux enjeux scientifiques et technologiques comme l'embarquabilité et la compacité, la continuité de la mesure, l'opération de ces capteurs en environnement réel et en présence d'autres instruments de mesure.

2. PRINCIPE DE L'INTERFEROMETRIE ATOMIQUE

La géométrie d'un interféromètre atomique est semblable à celle d'un Mach-Zehnder pour les ondes optiques. Ce concept est représenté Fig. 1 où des ondes de matière sont manipulées par un ensemble d'impulsions laser. À l'entrée de l'interféromètre, une impulsion $\pi/2$ crée une superposition cohérente d'états atomiques. L'onde de matière est alors défléchie par une impulsion π avant d'être recombinaisonnée avec une seconde impulsion $\pi/2$. Pour réaliser ces lames séparatrices et ce miroir, on utilise les propriétés de diffraction de la matière par des ondes lumineuses stationnaires. La conservation de l'énergie-impulsion pendant ce processus impose de coupler seulement états atomiques dont les vitesses diffèrent de quelques cm/s. À la sortie de cet interféromètre, la probabilité de transition entre ces états est obtenue par une interférence de deux ondes donnant une probabilité de détection $P=1/2(1+\cos \Delta \Phi)$. Le déphasage de l'onde de matière $\Delta \Phi$ dépend de la différence de chemin entre les deux trajectoires atomiques dans l'interféromètre.

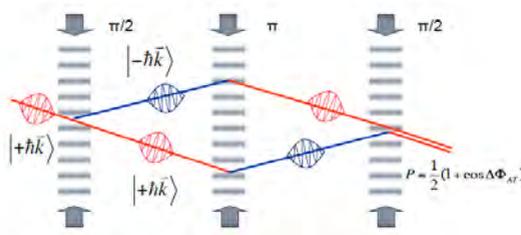


Fig. 1 : Principe d'un interféromètre atomique

3. TESTER LA RELATIVITE GENERALE AVEC DES ONDES DE MATIERE

Les interféromètres atomiques sont utilisés, par exemple, pour effectuer des mesures précises et absolues de la gravité locale, le taux de rotation de la Terre et tests de physique fondamentale tels que l'universalité de la chute libre (UFF). C'est ainsi le cas des projets ICE et MIGA en France.

Les tests précis de l'UFF avec des ondes de matière sont d'une importance clé pour comprendre la gravité à l'échelle quantique. Ces tests utilisent deux interféromètres atomiques qui mesurent l'accélération relative entre deux espèces atomiques en chute libre dans le potentiel gravitationnel de la Terre. L'expérience l'ICE est conçu pour générer des signaux interférométriques à partir d'échantillons refroidis par laser de ^{39}K et ^{87}Rb à bord de l'A-300 Zéro-G de Novespace avions. Pendant le vol parabolique, l'expérience est en chute libre et cet environnement de microgravité permet des temps d'interrogation de l'ordre de 10 s, permettant en principe de détecter les changements dans l'accélération au niveau de 10^{-11} g.

En contraste avec ces expériences, le projet MIGA va explorer l'utilisation des interféromètres atomiques pour construire un capteur ondes de matière à grande échelle qui ouvrira vers de nouvelles applications dans les géosciences et la physique fondamentale. Contrairement aux autres expériences, souvent limitées par les vibrations transmis aux atomes en chute libre à travers les lasers d'interrogation, MIGA va exploiter l'environnement sismique très faible bruit d'un laboratoire souterrain [8] et utiliser les miroirs d'une cavité suspendus pour définir le champ d'interrogation. Ce projet doit en particulier explorer le potentiel des interféromètres atomiques pour la détection d'ondes gravitationnelles à basse fréquence.

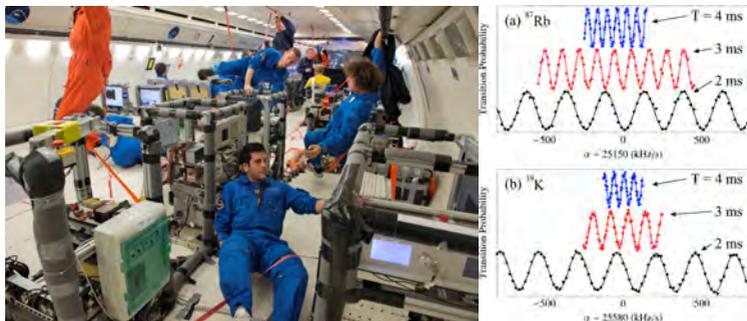


Fig. 2 : Droite : membres de l'équipe ICE pendant les vols paraboliques. Gauche : Franges d'interférences des deux interféromètres atomiques.

4. DES GRAVIMETRES COMMERCIAUX AUX CENTRALES DE NAVIGATION

La recherche vers les applications a déjà abouti aux premiers dispositifs « commerciaux », suite à l'émergence de plusieurs entreprises parmi lesquelles on peut citer AOSENSE (www.aosense.com), COLQUANTA (www.colquanta.com), μ QUANS (www.muquans.com). Des développements technologiques considérables ont été réalisés et ont permis la mise sur le marché de gravimètres et d'horloges permettant des mesures « statiques » à long terme. Ainsi, μ QUANS propose aujourd'hui un gravimètre transportable aux performances équivalentes, voire meilleurs à celles des produits existants. Cependant, l'utilisation de capteurs inertiels à atomes froids dans la navigation et le positionnement nécessite encore de résoudre de nombreux enjeux scientifiques et technologiques comme l'embarquabilité et la compacité, la continuité de la mesure, l'opération de ces capteurs en environnement réel et en présence d'autres instruments de mesure. L'extension à des marchés plus larges, comme la navigation commerciale, reste encore quasiment impossible au niveau de maturité technologique et conceptuel actuel.

RÉFÉRENCES

-
- [1] P. R. Berman, *Atom Interferometry* (Academic Press, 1997).
 - [2] B. Canuel, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 97, 010402 (2006).
 - [3] S. Dimopoulos, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 98, 111102(2007).
 - [4] J. B. Fixler, *et al.*, *Science* 315, 74 (2007).
 - G. Lamporesi, *et al.*, *Phys Rev. Lett.* 100, 050801 (2008).
 - R. Bouchendira, *et al.*, *Phys Rev. Lett.* 106, 080801 (2011).
 - [5] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, *Nature* 400, 849 (1999).
 - [6] M. J. Snadden, *et al.*, *Phys Rev. Lett.* 81, 971 (1998).
 - [7] M. A. Kasevich and B. Dubetsky, United States Patent 7317184.
 - [8] T. Farah, *et al.*, arXiv:1404.6722.

OPTIQUE QUANTIQUE AUX FRÉQUENCES MICRO-ONDES AVEC DES SPINS ET DES CIRCUITS ÉLECTRIQUES

P. Bertet¹, A. Bienfait¹, Y. Kubo¹, C. Grezes¹, D. Vion¹, D. Esteve¹, V. Jacques², J.-F. Roch², J. Isoya³, J. Pla⁴, J. Morton⁴, B. Julsgaard⁵, K. Moelmer⁵

¹ *Groupe Quantronique, Service de Physique de l'Etat Condensé, DSM/IRAMIS/SPEC, CNRS UMR 3680, CEA Saclay, 91191 Gif sur Yvette cedex, France*

² *Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, Université Paris-Sud et ENS Cachan, 91405 Orsay, France*

³ *Research Center for Knowledge Communities, University of Tsukuba, Tsukuba 305-8550, Japan*

⁴ *London Centre for Nanotechnology, University College London, 17-19 Gordon Street, London, WC1H 0AH, United Kingdom*

⁵ *Department of Physics and Astronomy, Aarhus University, Ny Munkegade 120, DK-8000 Aarhus C, Denmark*

patrice.bertet@cea.fr

RÉSUMÉ

L'application des concepts de l'électrodynamique quantique en cavité [1] aux circuits électriques supraconducteurs a donné lieu au développement de nouvelles techniques qui rendent possible la manipulation et la mesure de signaux micro-ondes avec une sensibilité considérablement accrue, atteignant l'échelle du photon unique [2]. Nos recherches visent, de manière parallèle, à atteindre le régime quantique de l'interaction entre des spins dans les solides et des photons micro-ondes dans un résonateur, dans le but double de développer de nouveaux dispositifs pour l'information quantique d'une part, et d'améliorer la sensibilité de la spectroscopie de résonance paramagnétique électronique (RPE) d'autre part.

MOTS-CLEFS : *information quantique ; circuits supraconducteurs ; spins*

1. INTRODUCTION

Les développements récents de l'information quantique avec des circuits supraconducteurs [2] ont mené à la mise au point de nouvelles techniques expérimentales qui permettent de contrôler et de mesurer avec une précision jamais atteinte des champs électromagnétiques aux fréquences micro-ondes. Grâce aux amplificateurs paramétriques à base de jonctions Josephson [3], les mesures micro-ondes atteignant la limite du bruit de grenaille (shot-noise) sont devenues possibles, ainsi que la génération d'états squeezés [4]. Des sources et détecteurs de photons uniques sont réalisés en utilisant des atomes artificiels supraconducteurs (ou qubits supraconducteurs), aussi basés sur des jonctions Josephson [5]. Enfin l'état quantique du champ micro-onde dans une cavité peut être préparé dans des états extraordinairement complexes, avec des superpositions cohérentes d'états, du type chat de Schrödinger, allant jusqu'à une centaine de photons [6]. Par rapport aux expériences comparables d'optique quantique aux longueurs d'onde visibles, ces expériences aux fréquences micro-onde sont réalisées dans des cryostats à dilution à des températures de quelques millikelvins pour que le champ électromagnétique soit dans son état fondamental à l'équilibre thermique.

Notre groupe de recherche vise à enrichir ce nouveau domaine de l'optique quantique aux fréquences micro-ondes et aux très basses températures en combinant circuits supraconducteurs quantiques et spins électroniques dans les solides. Les motivations sont duales. D'une part, les spins électroniques ont des propriétés qui les rendent extrêmement intéressants pour les applications d'information quantique, de par leur long temps de cohérence (pouvant atteindre la seconde, ou plus [7]) lorsqu'ils sont inclus dans une matrice cristalline ultra-pure. La combinaison avec les qubits supraconducteurs laisse entrevoir l'espoir de nouveaux types de dispositifs quantiques "hybrides" qui bénéficieraient des avantages de chaque type de système [8]. En sens inverse, nous cherchons à utiliser les circuits supraconducteurs pour améliorer la

sensibilité des mesures de résonance magnétique de spin, avec comme objectif ultime d'effectuer des mesures de spectroscopie RPE sur un unique spin. Dans cet exposé, j'aborderai ces deux axes de recherche.

2. MÉMOIRE QUANTIQUE

Dans un premier temps je présenterai nos efforts pour réaliser une mémoire quantique aux fréquences micro-ondes pour les qubits supraconducteurs, basée sur un ensemble de spins électroniques ayant un long temps de cohérence [9]. Pour ce projet, nous utilisons des centres colorés du diamant appelés centres NV (pour Nitrogen-Vacancy) constitués d'un atome d'azote substitutionnel du réseau du diamant situé à côté d'une lacune. Dans son état fondamental, un centre NV a un spin 1, avec une fréquence de résonance proche de 3 GHz pour la transition entre l'état $m_S = 0$ et $m_S = +1$. Il a été démontré que dans un diamant suffisamment pur, le temps de cohérence du spin d'un centre NV peut atteindre jusqu'à 1 s à des températures < 100 K [10], ce qui est 4 ordres de grandeur de plus que le plus long temps de cohérence jamais mesuré pour un qubit supraconducteur. Notre idée est d'utiliser un ensemble de $\approx 10^{10}$ centres NV pour stocker un grand nombre d'états quantiques provenant de qubits supraconducteurs, ce qui pourrait améliorer grandement l'opération d'un processeur quantique supraconducteur tel que développé actuellement dans de nombreux groupes de recherche. Sur un plan expérimental, nous avons dans un premier temps démontré qu'il était en effet possible de transférer l'état quantique d'un qubit supraconducteur vers un ensemble de centres NV (étape d'écriture) [11]. Notre travail actuel consiste à relire cet état quantique le plus fidèlement possible, en utilisant des techniques d'écho de spins inspirés de la RMN et de la recherche sur les mémoires quantiques aux fréquences optiques. Une étape importante, atteinte récemment dans notre groupe, a été de détecter un écho de spin pour une impulsion classique initiale d'ultra-faible intensité correspondant à un seul photon micro-onde en moyenne [12].

3. SPECTROSCOPIE RPE HAUTE-SENSIBILITÉ

La deuxième partie de mon exposé portera sur l'application des circuits supraconducteurs quantiques à la spectroscopie de RPE. L'utilisation combinée des très basses températures, de micro-résonateurs supraconducteurs permettant d'avoir à la fois un fort confinement du champ micro-onde et un facteur de qualité très élevé, ainsi que d'amplificateurs paramétriques à la limite quantique, nous a permis d'obtenir des sensibilités record dans la détection de la résonance magnétique d'un ensemble de donneurs dans le silicium (atomes de bismuth) dont la fréquence de résonance de spin est proche de 7.3 GHz. Notre spectromètre permet la détection de $1.7 \cdot 10^3$ spins avec un rapport signal-sur-bruit de 1 en un seul écho de spin, ce qui représente une amélioration de près de 4 ordres de grandeur par rapport à l'état de l'art. Enfin notre expérience atteint un nouveau régime de couplage entre un spin et un champ micro-onde, où la relaxation de spin est accélérée d'un facteur ≈ 100 lorsque la fréquence de résonance de spin est accordée à la fréquence de la cavité. Cela signifie que l'émission de photon par effet Purcell (émission spontanée médiée par la cavité) devient le processus dominant de spin-flip, au lieu de l'émission de phonons comme c'est le cas habituellement. Ces résultats démontrent le potentiel des circuits supraconducteurs pour les applications de résonance magnétique en général.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Haroche, J.-M. Raimond, *Exploring the Quantum*, Oxford University Press, Ed., 2006.
- [2] M. H. Devoret, R. J. Schoelkopf, "Superconducting Circuits for Quantum Information : An Outlook" *Science*, vol. 339, p. 1169, 2013.
- [3] X. Zhou, V. Schmitt, P. Bertet, D. Vion, W. Wustmann, V. Shumeiko, D. Esteve, "High-gain weakly nonlinear flux-modulated Josephson parametric amplifier using a SQUID array" *Phys. Rev. B*, vol. 89, p. 214517, 2014.
- [4] F. Mallet, M. A. Castellanos-Beltran, H. S. Ku, S. Glancy, E. Knill, K. D. Irwin, G. C. Hilton, L. R. Vale, and K. W. Lehnert, "Quantum State Tomography of an Itinerant Squeezed Microwave Field" *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, p. 220502, 2011.

- [5] A. A. Houck, D. I. Schuster, J. M. Gambetta, J. A. Schreier, B. R. Johnson, J. M. Chow, L. Frunzio, J. Majer, M. H. Devoret, S. M. Girvin and R. J. Schoelkopf, "Generating single microwave photons in a circuit", *Nature*, vol. 449, p. 328, 2007.
- [6] B. Vlastakis, G. Kirchmair, Z. Leghtas, S. E. Nigg, L. Frunzio, S. M. Girvin, M. Mirrahimi, M. H. Devoret, and R. J. Schoelkopf, "Deterministically encoding quantum information using 100-photon schrödinger cat states" *Science*, vol. 342, pp. 607-610, 2013.
- [7] M. Steger, K. Saeedi, M.L.W. Thewalt, J.J.L. Morton, H. Riemann, N.V. Abrosimov, P. Becker, H.-J. Pohl, "Quantum information storage for over 180s using donor spins in a ^{28}Si semiconductor vacuum" *Science*, vol. 336, pp. 1280-1283, 2012.
- [8] G. Kurizki, P. Bertet, Y. Kubo, K. Moelmer, D. Petrosyan, P. Rabl, and J. Schmiedmayer, "Quantum technologies with hybrid systems" *Proc. Nat. Acad. Sci.*, vol. 112, pp.3866-3873, 2015.
- [9] B. Julsgaard, C. Grezes, P. Bertet, and K. Moelmer, "Quantum memory for microwave photons in an inhomogeneously broadened spin ensemble" *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, p.250503, 2013.
- [10] N. Bar-Gill, L.M. Pham, A. Jarmola, D. Budker, and R.L. Walsworth, "Solid-state electronic spin coherence time approaching one second" *Nature communications*, vol. 4, p.1743, 2013.
- [11] Y. Kubo, C. Grezes, A. Dewes, T. Umeda, J. Isoya, H. Sumiya, N. Morishita, H. Abe, S. Onoda, T. Ohshima, V. Jacques, A. Dréau, J.-F. Roch, I. Diniz, A. Auffeves, D. Vion, D. Esteve, and P. Bertet, "Hybrid Quantum Circuit with a Superconducting Qubit Coupled to a Spin Ensemble", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, p.220501, 2011.
- [12] C. Grezes, B. Julsgaard, Y. Kubo, W. L. Ma, M. Stern, A. Bienfait, K. Nakamura, J. Isoya, S. Onoda, T. Ohshima, V. Jacques, D. Vion, D. Esteve, R. B. Liu, K. Moelmer, and P. Bertet, "Storage and retrieval of microwave fields at the single-photon level in a spin ensemble", *arxiv :1504.02220*, 2015.

SOURCES SOLIDES DE LUMIERE: UNE REVOLUTION DANS LE MONDE DE L'ECLAIRAGE

Georges ZISSIS¹

¹ *Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie LPALACE UMR 5213 CNRS-INPT-UT3, Université Fédérale Toulouse Midi-Pyrénées, 118 rte de Narbonne, 31062 Toulouse, France*

georges.zissis@laplace.univ-tlse.fr

RÉSUMÉ

À l'aube du XXI^e siècle, le monde de l'éclairage électrique est à nouveau en effervescence comme il le fût au début du XX^e avec la démocratisation de la lampe à incandescence. Ainsi, pendant que l'incandescence tire sa révérence, nous vivons une vraie révolution grâce à l'arrivée d'un « intrus » issu du monde du semi-conducteur: la diode électroluminescente, la « LED ». Cette révolution doit permettre de limiter les impacts liés à la croissance de la consommation électrique pour l'éclairage, qui, selon des études récentes, serait multipliée par deux à l'horizon 2030.

MOTS-CLEFS : *Sources Solides de Lumière, Eclairage, Diodes Electroluminescentes, Diodes Electroluminescentes Organiques.*

1. LES DIODES ELECTROLUMINESCENTES - LEDS

En 1907, un pionnier de la radio, J.H. Round mentionne le premier une émission de lumière à partir d'un morceau de Carborundum (Carbure de Silicium) sans pouvoir l'expliquer... Sans connaître cette découverte, O.V. Losev, un jeune chercheur russe, reproduit l'expérience en 1921 et suppose qu'il s'agit là de l'effet photoélectrique inverse mentionné par Einstein... Il faudra attendre plus de quarante ans, en 1962, pour que N. Holonyak invente la LED rouge. Puis, G. Craford invente la LED jaune en 1972, la LED verte suit... 1993 fera date avec l'invention de la LED bleue qui vaudra le prix Nobel de physique à I. Akasaki, H. Amano et S. Nakamura en 2014 et ouvrira la porte de l'éclairage artificiel aux semi-conducteurs.

Aujourd'hui, des LEDs blanches de haute brillance sont disponibles sur le marché et produisent plusieurs centaines de lumens. Les performances des LEDs blanches n'ont eu de cesse de progresser depuis près de 20 ans (le record actuel est de 303 lm/W détenu par une LED CREE de laboratoire). Cependant, c'est au cours des cinq dernières années que le pas nécessaire à l'utilisation de ces petites sources de lumière comme « ampoules de substitution » a vraiment été franchi. Les efficacités lumineuses intrinsèques du composant sont excellentes puisque les meilleurs produits du marché dépassent déjà l'efficacité des meilleures sources blanches existantes avec des valeurs de plus de 130 lm/W. Cependant, les efficacités lumineuses des systèmes complets, incluant les composants LED, leurs optiques, lentilles ou réflecteurs, ainsi que l'électronique associée, ont du mal à dépasser la centaine de lumens par watt, la moyenne des luminaires à LED commercialisés se situant plutôt vers 60 lm/W et dans les meilleurs cas, certains systèmes dépassent les 100 lm/W.

Les LEDs n'ont cependant pas que des avantages. Elles ont longtemps fait illusion comme produit écologique par excellence ! C'est oublier un peu vite que se sont des « puces électroniques » issues de l'industrie de la microélectronique, consommatrices d'eau, de terres rares, de produits chimiques en tout genre et génératrices de nombreux déchets polluants. D'ailleurs actuellement, on ne sait pas vraiment recycler les LEDs. Le label « vert » ne semble donc pas si évident au regard des autres solutions d'éclairage et demande des études complémentaires indépendantes. Les résultats des campagnes de qualités sont aujourd'hui trop souvent décevants et parfois alarmants car le marché présente aussi des produits de mauvaise qualité, comparables à celle d'une ancienne lampe à incandescence, et ceci est particulièrement vrai pour les pays en voie de développement... Une profonde méconnaissance du composant « LED » et de sa façon de l'intégrer dans un système est

également à l'origine de ces résultats catastrophiques qui diffament une technologie valable. Ce constat est fort inquiétant car les LEDs de mauvaise qualité qui existent aujourd'hui sur le marché discréditent l'ensemble des produits aux yeux des concepteurs lumière et des utilisateurs finaux. Un rejet du produit par l'utilisateur final serait très dommageable.

2. LES DIODES ELECTROLUMINESCENTES ORGANIQUES - OLEDs

Que nous réserve le futur ? Imaginez une feuille plastique, légère, pliable qui pourrait émettre de la lumière colorée ou bien blanche... Les LEDs organiques (OLEDs) frappent à la porte !

L'OLED (diode électroluminescente organique) représente aujourd'hui une technologie de source de lumière extrêmement prometteuse. Ses propriétés naturelles permettent d'envisager à l'avenir un éclairage large, diffus, non éblouissant, sur une surface extrêmement fine, éventuellement incurvée voire même flexible. Ainsi, elle ne se présente pas comme une solution de substitution à une technologie existante, mais, elle offre bel et bien des perspectives inédites pour appréhender et concevoir l'éclairage de demain. De nombreuses anticipations et images de synthèse montrent à quel point ces sources sont capables de réaliser des fonctions invisibles avec les technologies actuelles. On peut par exemple citer des fenêtres OLED, qui laisseraient passer la lumière le jour et s'illumineraient la nuit, des murs éclairants ou des véhicules carrossés de lumière. Les OLED déchaînent à l'évidence l'imaginaire des créatifs, mais elles n'en sont encore qu'aux premiers balbutiements dans le domaine de l'éclairage.

Les OLED ont trouvé leur place ces 10 dernières années dans le domaine des écrans pour appareils mobiles, où on les trouve sous forme de pixels associés en matrice. Selon les perspectives clairement affichées des plus grandes industries de l'éclairage, les OLEDs sont désormais un domaine avec lequel il faudra compter pour l'avenir. La recherche aussi bien académique que privée a permis de sortir des prototypes commercialisés qui ont en quelque sorte servis à « calibrer » la technologie. Désormais, les feux semblent être passés au vert pour la commercialisation à grande échelle et d'ici quelques années, il sera possible d'acheter son OLED comme on achète une ampoule classique. L'idée est donc de comprendre comment ce composant, si différent des LEDs classiques, a pu faire un tel chemin et peut ouvrir les portes à une vision éclairagiste différente. La pénétration des OLED dans de nouveaux marchés, en particulier celui de l'éclairage, nécessite encore l'amélioration de leur flux, de leur efficacité et de leur durée de vie. Cela impose des verrous technologiques additionnels qui restent à lever : (1) Augmenter le flux et (2) Augmenter l'efficacité lumineuse.

L'efficacité d'une OLED est liée à de nombreux facteurs. On peut mentionner en premier lieu les matériaux qui, selon leur type (fluorescents, phosphorescents, petites molécules, polymères etc...) présentent des efficacités radicalement différentes. Un autre facteur est l'extraction de la lumière produite. En effet, elle est essentiellement produite dans l'une des couches organiques appelée couche émissive et elle doit traverser plusieurs matériaux avant de sortir du composant et participer à son rayonnement. Dans son cheminement, elle peut subir des réflexions multiples et subir ainsi une forte atténuation. L'efficacité maximale d'un composant OLED a été obtenue au début de l'année 2013 par NEC Lighting : elle est annoncée à 156 lm/W, mais très probablement dans des conditions sévères de laboratoire. Elle est d'environ 30 lm/W pour les produits disponibles sur le marché. Afin que les OLEDs pour l'éclairage arrivent à la maturité, l'industrie doit impérativement (1) augmenter leur durée de vie et (2) diminuer les coûts de production.

Aujourd'hui, nous pouvons dire que la technologie OLED a réalisé de formidables progrès ces dix dernières années. Elle est sur le point de dominer le marché des écrans d'appareils mobiles et elle se présente aujourd'hui sur le segment des téléviseurs avec d'excellentes perspectives. La prochaine étape, à moyen terme, concerne l'automobile où de nombreux projets ont débouché sur des prototypes et des réalisations concrètes. Mais d'ici quelques années, lorsque les avancées techniques permettront d'obtenir des OLED puissantes, efficace et à grande durée de vie, elles révolutionneront notre façon d'appréhender l'éclairage général, en ouvrant des possibilités encore jamais envisagées avec des sources traditionnelles.

OPTOMÉCANIQUE INTÉGRÉE AVEC DES CRISTAUX PHOTONIQUES : COUPLAGE DISPERSIF ET DISSIPATIF

**Viktor Tsvirkun¹, Alessandro Surrente¹, Grégoire Beaudoin¹, Fabrice Raineri^{1,2}, Rama Raj¹,
Isabelle Robert-Philip¹, Rémy Braive^{1,2}**

¹ *Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France*

² *Université Paris Diderot - F-75205 Paris Cedex 13, France*

viktor.tsvirkun@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons l'observation d'effets optomécaniques dans des cavités à cristal photonique bidimensionnel couplées à un guide d'onde silicium intégré. En accordant la longueur d'onde du laser d'excitation, des effets de ressort optique ont été observés. A partir de ces mesures, nous montrons la nature dispersive et dissipative de ce couplage optomécanique. Leur contribution relative peut être contrôlée en modifiant la largeur du guide d'ondes d'accès, ouvrant ainsi la voie à un contrôle de couplage optomécanique à plus grande échelle.

MOTS-CLEFS : *optomécanique ; cristaux photoniques ; intégration hétérogène*

Au cours des dernières années, les cristaux photoniques (CP) ont été largement employés en tant que plateforme pour l'optomécanique [1]. L'approche la plus commune pour adresser optiquement des résonateurs mécaniques consiste à placer une fibre étirée dans le champ évanescence de la cavité optique avec des nanopositionneurs. Bien que cette approche ait permis la démonstration d'un grand nombre d'effets optomécaniques, la mise œuvre de circuits optomécaniques sur une puce n'est pas envisageable avec cette technique. Nous montrons ici une nouvelle plateforme pour l'optomécanique, qui permet un couplage robuste et adaptatif des cavités à CP avec des guides d'ondes intégrés en silicium sur isolant [2]. Cette approche est intrinsèquement adaptative et permet d'adresser un nombre prédéfini de cavités optiques couplées aux résonateurs mécaniques, rendant ainsi possible les expériences de résonateurs optomécaniques mis en réseau [1].

Nos résonateurs mécaniques sont des membranes à cristal photonique en InP de 260 nm d'épaisseur, suspendues au-dessus du substrat à l'aide des quatre ponts connectés à des plots d'ancrage ; l'espacement entre la cavité et le guide d'ondes est de 230 nm [voir Fig. 1(a)]. Une cavité de type L3 (trois trous manquants en ligne) au centre de la membrane est couplée de manière évanescence au guide d'ondes ; ce guide comprend des réseaux de couplage à ses extrémités pour l'insertion et l'extraction efficaces de lumière. La largeur du guide d'ondes ainsi que la distance membrane–guide permettent un contrôle précis du couplage entre ces deux systèmes.

La lecture du mouvement brownien dans la plage MHz est effectuée dans le régime linéaire de la cavité optique (faible effet thermomécanique et optique), à température ambiante et à basse pression ($< 10^{-4}$ mbar) par la technique de détection 'side-of-the-fringe'. Cette mesure révèle la présence de modes mécaniques de flexion comme le montre Fig. 1(b), associés au mouvement de l'ensemble de la membrane. Les profils de champ de déplacement correspondants sont illustrés dans Fig. 1(c).

Dans le régime optique linéaire nous avons mesuré le couplage optomécanique (la force d'interaction avec un photon unique) g_0 via la technique de modulation de fréquence [3]. Pour les modes de flexion montrés sur Fig. 1(b), les valeurs de $g_0/2\pi$ varient de 0,15 kHz pour le mode fondamental à quelques kHz pour les modes d'ordre supérieur. Les valeurs extraites de $g_0/2\pi$ sont comparables à celles déterminées via la même technique pour un système similaire [4].

En accordant la longueur d'onde du laser de sonde sur la résonance de cavité, les effets de rétroaction dynamique ont été étudiés, notamment par effet de ressort optique [1] pour les modes de flexion sondés. Nos données expérimentales sont ajustées en utilisant un modèle incluant trois mécanismes de couplage optomécanique (dispersif, dissipatif intrinsèque et dissipatif externe [5]). La figure 2(a) montre

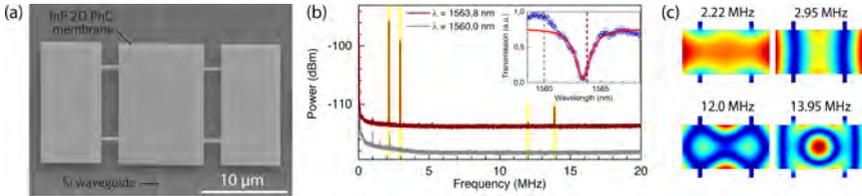


FIGURE 1 : (a) Cliché MEB d'une membrane à CP en InP, suspendue au-dessus d'un guide d'onde. (b) Spectre de mouvement brownien d'un résonateur mécanique en InP (courbe rouge : sonde laser accordée à la résonance de la cavité optique; courbe grise : sonde laser hors résonance). En médaillon : spectre optique de transmission de la cavité (cercles vides : données expérimentales; trait plein : fit (Lorentzien)); les deux longueurs d'onde du laser de la sonde sont indiquées par des lignes en pointillés de la couleur correspondante. (c) Le champ de déplacement normalisé pour quatre modes de vibration [en surbrillance sur Fig. 1(b)], calculé par la méthode des éléments finis.

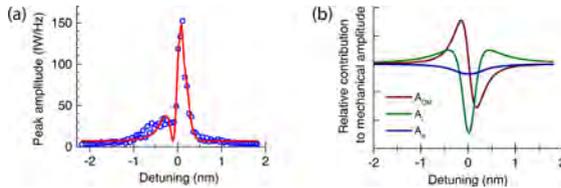


FIGURE 2 : (a) Amplitude du mode mécanique versus le désaccord de la sonde laser (cercles vides : données expérimentales ; trait plein : fit analytique tenant compte des couplages optomécaniques dissipatif et dispersif). (b) Contributions relatives des trois mécanismes du couplage optomécanique (A_{OM} correspond au couplage dispersif, A_i et A_e – aux couplages dissipatif intrinsèque et externe, respectivement).

un accord quantitatif avec les données expérimentales, permettant de déduire les contributions relatives des différents mécanismes de couplage optomécanique comme représenté sur la Fig. 2(b). Ces résultats mettent en évidence le rôle principal joué par les forces dispersives et dissipatives externes ; ces forces proviennent de la modulation de distance CP–guide en raison d'un mouvement mécanique.

En résumé, nous proposons une nouvelle approche pour l'intégration des résonateurs optomécaniques (représentés par des membranes à CP) sur un substrat de guide d'ondes. Cette approche nous a permis d'examiner systématiquement les effets optomécaniques qui se produisent dans les dispositifs fabriqués. En analysant l'effet de ressort optique, nous avons démontré un couplage optomécanique ayant à la fois une nature dispersive et dissipative. La plateforme de technologie proposée ouvre la voie à la mise en œuvre de circuits optomécaniques sur puce.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Aspelmeyer, T. Kippenberg, and F. Marquardt, Eds., *Cavity Optomechanics*, Springer Berlin, 2014.
- [2] Y. Halioua, A. Bazin, P. Monnier, T. J. Karle, G. Roelkens, I. Sagnes, R. Raj, and F. Raineri, "Hybrid III-V semiconductor/silicon nanolaser," *Optics express*, vol. 19, no. 10, pp. 9221–31, 2011.
- [3] M. L. Gorodetsky, A. Schliesser, G. Anetsberger, S. Deleglise, and T. J. Kippenberg, "Determination of the vacuum optomechanical coupling rate using frequency noise calibration," *Optics express*, vol. 18, no. 22, p. 23236, 2010.
- [4] E. Gavartin, R. Braive, I. Sagnes, O. Arcizet, A. Beveratos, T. J. Kippenberg, and I. Robert-Philip, "Optomechanical Coupling in a Two-Dimensional Photonic Crystal Defect Cavity," *Physical Review Letters*, vol. 106, no. 20, p. 203902, 2011.
- [5] M. Wu, A. C. Hryciw, C. Healey, D. P. Lake, H. Jayakumar, M. R. Freeman, J. P. Davis, and P. E. Barclay, "Dissipative and Dispersive Optomechanics in a Nanocavity Torque Sensor," *Physical Review X*, vol. 4, no. 2, p. 021052, 2014.

MICRO-SPECTROSCOPIE DE REFLECTANCE DIFFUSE APPLIQUEE A LA CORRECTION DE SPECTRES RAMAN POUR LE DIAGNOSTIC *IN-VIVO* DE LA PEAU

Blandine Roig¹, François Perraut¹, Anne Koenig¹, Jean-Marc Dinten¹, Olivier Piot², Michel Manfait²

¹ CEA, Leti, MINATEC Campus, 17 rue des Martyrs, F-38054 GRENOBLE, Cédex 9, France.

² MéDIAN Biophotonique et Technologies pour la Santé, UMR CNRS 7369 MEDyC, UFR Pharmacie, 51 rue Cognacq-Jay, 51096 REIMS Cédex, France.

francois.perraut@cea.fr

RÉSUMÉ

L'objectif de cette communication est de présenter la technique de Micro-Spectroscopie de Réflectance Diffuse (Micro-DRS) développée pour le diagnostic cutané et en particulier pour l'analyse des couches superficielles de la peau (*stratum corneum* et épiderme). Cette nouvelle technique qui dérive de la DRS classique, couplée à un micro-spectromètre Raman, permet de corriger les spectres Raman et ouvre la voie à un diagnostic moléculaire de la peau.

MOTS-CLEFS : *Raman, diagnostic, absorption, diffusion.*

1. INTRODUCTION

La micro-spectrométrie confocale Raman permet d'effectuer un diagnostic *In-Vivo* non invasif et sans marquage des tissus cutanés superficiels. La mesure Raman apporte des informations sur la structure moléculaire et sur la conformation des constituants tissulaires : c'est donc une méthode pertinente pour fournir des éléments de décision en vue d'une stratégie thérapeutique (administration de médicaments, traitements dermatologiques, contrôle de l'exérèse). Cependant, du fait de la diffusion et de l'absorption de la peau [1], l'analyse par spectrométrie Raman reste limitée à des mesures qualitatives (présence / absence). Il n'est pas possible d'appliquer aux spectres un modèle de correction *a priori* car l'absorption et la diffusion de la peau varient selon les patients, selon les régions examinées et selon d'autres paramètres extrinsèques tels que les rythmes circadiens, les conditions climatiques,... Les caractéristiques d'absorption et de diffusion des tissus peuvent être mesurées *in-situ* pour les intégrer comme paramètres dans un modèle de correction [2]. La spectroscopie de réflectance diffuse (DRS pour Diffuse Reflectance Spectrometry) est une technique de choix pour accéder à ces paramètres car elle travaille en géométrie de réflexion [3] mais cette méthode sonde les tissus à partir d'une profondeur minimale de 1 mm environ alors que la spectrométrie Raman n'est exploitable que dans les 100 premiers microns. Nous présentons dans cette communication une technique de micro-spectrométrie de réflectance diffuse, baptisée "Micro-DRS", qui permet de mesurer les coefficients d'absorption et de diffusion dans les mêmes profondeurs que celles sondées par la micro-spectrométrie confocale Raman.

2. INSTRUMENT DE MICRO-DRS

La Micro-DRS consiste à imager la sortie d'une sonde de DRS conventionnelle à l'aide d'un objectif de microscope, objectif par ailleurs utilisé pour les mesures Raman. La projection avec réduction permet d'effectuer une mesure avec une sonde image de taille réduite par rapport à la sonde physique : l'épaisseur analysée est alors comparable avec celle sondée en Raman. L'instrumentation est compatible avec une micro-sonde Raman via un interfaçage aisé (voir Fig. 1). Le dispositif représenté en Fig.1 (droite) a été tout d'abord caractérisé sur des échantillons diffusants de référence, fabriqués en PDMS dopé avec du TiO₂ et des encres, pour simuler respectivement la

diffusion et l'absorption de la lumière dans le milieu [4]. Les résultats obtenus ont montré qu'il est possible, avec ce nouveau dispositif, de mesurer le coefficient de diffusion réduit μ_s' , le coefficient de diffusion μ_s , le coefficient d'anisotropie g et le coefficient d'absorption μ_a . En utilisant ces données comme paramètres dans les modèles de correction mis au point par ailleurs par notre équipe [2], il est possible de corriger les spectres Raman et de fournir une mesure localisée quantitative en termes de concentration de composés et ceci indépendamment de la profondeur sondée.

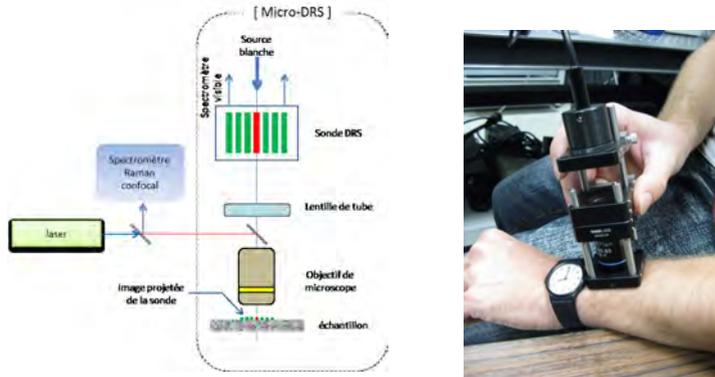


Fig. 1 : A gauche : schéma de principe d'une sonde Micro-DRS couplée à un analyseur Raman. A droite : photographie d'un prototype de sonde Micro-DRS portable.

CONCLUSION

La Micro-DRS permet de mesurer les caractéristiques de diffusion et d'absorption des premières couches de peau (*stratum corneum*, épiderme). Couplée à un micro-spectromètre Raman, cette technique ouvre la voie à un diagnostic cutané quantitatif permettant de doser un composé actif, d'en suivre sa diffusion dans la peau tout en évaluant les interactions avec les constituants cutanés. De plus, de par sa capacité à fournir les coefficients de diffusion et d'anisotropie, la Micro-DRS pourra être utilisée indépendamment de la micro-spectroscopie Raman pour apporter des éléments à caractère diagnostique.

Ce travail est financé par le CEA via le contrat de formation doctorale attribué à B. Roig.

REFERENCES

- [1] A. M. MacDonald, A. S. Vaughan, and P. Wyeth, *On Confocal Raman Spectroscopy of Semicrystalline Polymers: The Effect of Optical Scattering*, Applied Spectroscopy, Vol. 57, Issue 12, pp. 1475-1481 (2003)
- [2] Roig B, Koenig A, Perraut F, Piot O, Gobinet C, Manfait M, Dinten J-M, *Biophotonics of skin: method for correction of deep Raman spectra distorted by elastic scattering*, Proc. SPIE 9318, Optical Biopsy XIII: Toward Real-Time Spectroscopic Imaging and Diagnosis, 93180L (March 5, 2015); doi:10.1117/12.2077216
- [3] Koenig A, Grande S, Dahel K, Planat-Chrétien A, Poher V, Goujon V, Dinten J.M, *Diffuse reflectance spectroscopy: a clinical study of tuberculin skin tests reading*. Proc. SPIE. 8592, Biomedical Applications of Light Scattering VII 85920S (February 21, 2013) doi: 10.1117/12.2002314
- [4] Roig B, Koenig A, Perraut F, Piot O, Vignoud S, Lavaud J, Manfait M, Dinten J-M, *Multilayered phantoms with tunable optical properties for a better understanding of light/tissue interactions*, Proc. SPIE 9325, Design and Performance Validation of Phantoms Used in Conjunction with Optical Measurement of Tissue VII, 93250B (March 6, 2015); doi:10.1117/12.2077212.

DIAGNOSTIC DE BACTERIES INDIVIDUELLES PAR SPECTROMETRIE RAMAN ASSISTEE PAR HOLOGRAPHIE NUMERIQUE.

**François Perraut¹, Alice Douet¹, Meike Kloster-Landsberg¹, Mickaël Doménès¹, Pierre Mahé²,
Pierre L. Joly¹, Armelle Novelli-Rousseau², Delphine Filippetti², Guillaume Perrin², Quentin
Josso².**

¹ CEA, Leti, MINATEC Campus, 17 rue des Martyrs, F-38054 GRENOBLE, cédex 9, France.

² bioMérieux, Centre Christophe Mérieux 5, rue des Berges 38024 Grenoble cédex 01.

francois.perraut@cea.fr

RÉSUMÉ

L'objectif de cette communication est de montrer comment l'utilisation d'une technique d'holographie numérique permet de réduire considérablement le temps total d'analyse microbiologique par spectrométrie Raman appliquée sur des bactéries individuelles.

MOTS-CLEFS : *microbiologie, holographie, spectroscopie, Raman.*

1. INTRODUCTION

Depuis les travaux pionniers de Nelson et Sperry montrant la faisabilité de la caractérisation à l'échelle individuelle de bactéries par spectrométrie Raman résonnant [1], plusieurs équipes, dont la nôtre, ont développé des méthodes d'analyse microbiologique par spectrométrie Raman sur micro-colonies [2] ou sur bactéries individuelles [3]. Le diagnostic à l'échelle de bactéries individuelles est pertinent pour rechercher des traces de pathogènes parmi une population riche en bactéries commensales, pour détecter des micro-organismes présentant un mécanisme de résistance aux antibiotiques, ou pour détecter quelques bactéries particulières parmi une population complexe. Le principal frein à l'émergence des méthodes de spectrométrie Raman en analyse de routine est la durée de la mesure : un balayage systématique de la préparation microscopique représenterait plusieurs jours de mesure. Pour réduire le temps total de mesure, nous avons adapté une technique d'holographie numérique qui, couplée à un microscope Raman de laboratoire, permet d'analyser en automatique et en routine de 150 à 200 bactéries par heure.

2. HOLOGRAPHIE NUMERIQUE EN LIGNE

L'holographie numérique en ligne (DIHM pour Digital In-line Holographic Microscopy) est utilisée depuis longtemps pour caractériser des écoulements et des microparticules. Son utilisation sur des composés biologiques est également ancienne, mais en général en configuration hors d'axe [4]. Nous avons choisi le montage en ligne en raison de sa simplicité et de la possibilité de facilement l'adapter à un microscope sans modification de ce dernier. Dérivant du montage holographique original de D. Gabor, la DIHM est un montage en transmission, avec une source cohérente ou semi-cohérente (Laser, LED), un dispositif microscopique de reprise d'image et une caméra numérique. L'enregistrement de l'image est volontairement réalisé hors de la mise au point de focalisation afin de révéler les bactéries qui sont transparentes lorsqu'elles sont placées en milieu liquide (donc invisibles en position de focus), condition nécessaire au maintien de l'activité métabolique de ces dernières. Une procédure de refocalisation numérique permet d'affecter un triplet de coordonnées X, Y, Z à chaque bactérie présente sur la préparation microscopique. En utilisant l'image de phase obtenue par reconstruction, cette procédure permet de localiser toutes les bactéries d'un même champ en quelques secondes avec des moyens de calculs courants. Après calcul de la distribution des bactéries dans l'espace, une analyse plus complète de l'hogramme amène à une première classification des bactéries en les groupant par familles de propriétés optiques homologues. Un échantillonnage est alors réalisé dans ces familles, chaque

échantillon étant analysé par spectrométrie Raman. Nous avons ainsi intégré un dispositif d'imagerie holographique à un micro-spectromètre Raman commercial (LabRAM Aramis, Horiba Jobin Yvon). Les images holographiques sont enregistrées avec la caméra vidéo de l'appareil. L'éclairage est fait par une LED rouge, via une fibre optique multimode. Le même objectif 100x (ON = 1.33) à immersion à huile est utilisé pour la DIHM et pour le Raman (laser 532 nm).

Les précisions de localisation sont de +/- 0.1 μm dans le plan et de +/- 0.2 μm selon l'axe optique, précisions bien suffisantes pour le positionnement d'un faisceau laser de 1 μm de diamètre sur des bactéries dont la plus petite dimension est supérieure à 0,5 μm .

La classification optique se base sur des critères morphologiques mais aussi sur des mesures de différences de phases reliées à des structures internes des bactéries non visibles par imagerie conventionnelle. La caractérisation Raman des bactéries retenues peut alors être effectuée en venant focaliser le laser uniquement sur les bactéries sélectionnées, d'où un gain de temps et d'efficacité.

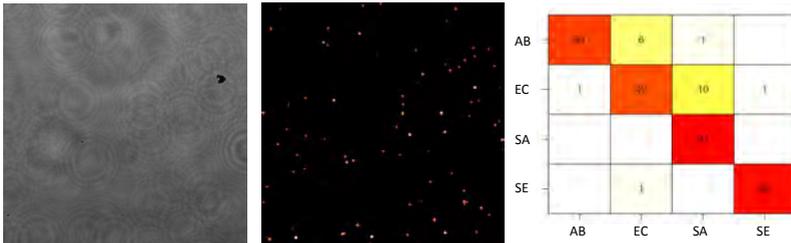


Fig. 1 : A gauche : Exemple d'image holographique brute. Au milieu, image refocalisée numériquement A droite : classification selon 4 groupes distincts selon leurs propriétés optiques (AB : *Acinetobacter baumannii*, EC : *Escherichia coli*, SA : *Staphylococcus aureus*, SE : *Staphylococcus epidermidis*)

CONCLUSION

Nous avons montré qu'avec un système simple d'holographie numérique, il est possible de réduire le temps total d'analyse en spectrométrie Raman d'une préparation microscopique comportant des bactéries. Ce système permet, à partir d'une unique image et de traitements numériques appropriés, de localiser les bactéries dans l'espace et d'effectuer une première classification permettant de réduire le nombre de bactéries à analyser. Une cadence de 150 à 200 bactéries par heure est aujourd'hui possible en automatique, cadence à notre connaissance inégalée. Ce travail ouvre la voie à un diagnostic de routine sur bactéries individuelles par spectrométrie Raman.

Ce travail a été financé en partie par l'ANR (projet DIRAN) et par l'IRT Bioaster de Lyon (projet CODIRA).

REFERENCES

- [1] Dalterio R. A., Baek M., Nelson W. H., Britt D., Sperry J.F., Purcell F. J., *The Resonance Raman Microprobe Detection of Single Bacterial Cells From a Chromobacterial Mixture*, Applied Spectroscopy, Vol. 41, Issue 2, pp. 241-244 (1987)
- [2] Espagnon I., Ostrovskii D., Mathey R., Dupoy M., Joly P.L., Novelli-Rousseau A., Pinston F., Gal O., Mallard F., Leroux D.F., *Direct identification of clinically relevant bacterial and yeast microcolonies and macrocolonies on solid culture media by Raman spectroscopy*, J. Biomed. Opt. 19(2), 027004 (Feb 12, 2014).
- [3] Strola S.A., Baritau J.C., Schultz E., Simon A.C., Allier C., Espagnon I., Jary D., Dinten J.M., *Single bacteria identification by Raman spectroscopy*, 2014 - JOURNAL OF BIOMEDICAL OPTICS.
- [4] Marquet P., Rappaz B., Magistretti P.J., Cuche E., Emery Y., Colomb T., Depeursinge C., *Digital holographic microscopy: a noninvasive contrast imaging technique allowing quantitative visualization of living cells with subwavelength axial accuracy*, 2005 - OPTICS LETTERS / Vol. 30, No. 5 / March 1.

CONCEPTION D'UN MICROSPECTROMETRE RAMAN ULTRA-SENSIBLE POUR LE DIAGNOSTIC MICROBIOLOGIQUE.

Bertrand Dutertre³, Adrien Marchant⁵, Philippe de Bettignies³, Meike Kloster-Landsberg¹, Alice Douet¹, Armelle Novelli-Rousseau², Delphine Filiputti², Pierre L. Joly¹, Isabelle Espagnon⁴, Quentin Josso², François Perraut¹.

¹ CEA, Leti, MINATEC Campus, 17 rue des Martyrs, F-38054 GRENOBLE, cédex 9.

² bioMérieux, Centre Christophe Mérieux 5, rue des Berges 38024 Grenoble cédex 01.

³ HORIBA Jobin Yvon SAS, 231 rue de Lille, 59650 Villeneuve d'Ascq

⁴CEA, LIST, Département Métrologie, Instrumentation et Information, 91191 Gif-sur-Yvette.

⁵ Bioaster, 321 avenue Jean-Jaurès, 69007 Lyon.

francois.perraut@cea.fr

RÉSUMÉ

Pour permettre le diagnostic microbiologique à partir de mesures sur des bactéries individuelles, nous avons développé un nouvel appareil de spectrométrie Raman dédié à ce type de mesure. Le débit est augmenté d'un ordre de grandeur par rapport à l'état de l'art en Raman spontané.

MOTS-CLEFS : *microbiologie, holographie, spectroscopie, Raman.*

1. INTRODUCTION

Une méthode d'analyse sur des bactéries individuelles représente un saut technologique nécessaire pour répondre aux besoins actuels du diagnostic microbiologique. Si la micro spectrométrie Raman permet ce type d'analyse [1], le temps d'acquisition d'un spectre Raman est trop long (de 10 à 30 s / bactérie) en raison de la très faible intensité d'émission d'une seule bactérie. Selon notre connaissance du domaine, notre équipe a mis au point le système permettant le débit le plus élevé (de 150 à 200 bactéries / heure avec un LabRam Aramis, Horiba), débit encore trop lent pour assurer un nombre significatif de mesures. C'est pourquoi nous avons mis au point un nouveau système permettant d'augmenter ce débit d'un ordre de grandeur.

2. NOUVEAU MICRO-SPECTROMETRE

Les bactéries sont des micro-organismes vivants de taille micrométrique. Il n'est pas possible d'exposer ceux-ci à des puissances optiques très élevées. Les puissances limites sont de l'ordre de 10 et 100 mW pour des bactéries séchées ou en milieu liquide respectivement (puissance mesurée en sortie d'objectif de microscope à immersion 100x, ON = 1.3). Il n'est donc pas possible d'augmenter au-delà de ces valeurs la puissance du laser pour réduire le temps d'exposition. S'il existe des méthodes d'exaltation de l'effet Raman (SERS, Raman résonnant), elles sont plus complexes et coûteuses à mettre en œuvre qu'un instrument basé sur l'émission Raman spontanée. Nous avons alors conçu un nouveau système avec un micro spectromètre ultra-sensible permettant des temps d'exposition inférieurs à la seconde et une assistance à la spectrométrie basée sur de l'imagerie holographique [2]. Un logiciel dédié permet de faire fonctionner ces deux modalités de mesures. Enfin, des outils de traitement et d'analyse ont été conçus spécifiquement pour l'analyse de bactéries individuelles.



Fig. 1 : A gauche : nouveau prototype de micro-spectromètre. A droite : système d'éclairage permettant l'imagerie holographique.

Au cours de cette communication, nous présenterons les caractéristiques de ce nouvel instrument de spectrométrie Raman, nous rappellerons le principe de l'assistance par imagerie holographique et nous présenterons les principaux traitements appliqués aux spectres. Enfin, nous montrerons les résultats obtenus sur des bactéries individuelles que nous comparerons à ceux acquis avec un instrument commercial de série.

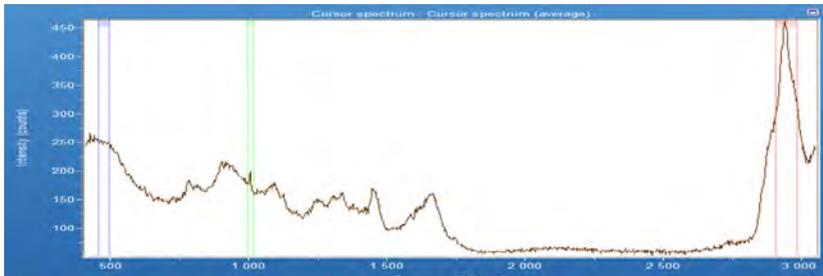


Fig. 2 : Spectres obtenus avec prototype sur une bactérie unique de type *S. epidermidis* en 0.5 s.

CONCLUSION

La conception d'une configuration optique dédiée à l'analyse de bactéries individuelles par spectrométrie Raman a permis de réduire considérablement le temps d'acquisition d'un spectre. Contrôlé par un logiciel permettant d'effectuer la lecture automatique des préparations, cet instrument démontre qu'un diagnostic clinique de routine est possible et ouvre la voie à des tests rapides. Par ailleurs, ce nouvel instrument est un outil efficace pour la recherche en microbiologie ou en biologie cellulaire, en particulier pour l'étude des réactions des microorganismes à des stress (changement de milieu, exposition à des antibiotiques, des bactéricides, des nanoparticules, réaction à des composés divers, ...).

Ce travail a été financé en partie par l'ANR (projet DIRAN) et par l'IRT Bioaster de Lyon (projet CODIRA).

REFERENCES

- [1] Strola S.A, Baritoux J.C, Schultz E, Simon A.C, Allier C, Espagnon I, Jary D, Dinten J.M., Single bacteria identification by Raman spectroscopy, 2014 - JOURNAL OF BIOMEDICAL OPTICS.
- [2] Perraut F, Douet A, Kloster-Landsberg M, Mahé P, Joly P, Josso Q, Novelli-Rousseau A, Filiputti D, Perrin G., Diagnostic de bactéries individuelles par spectrométrie Raman assistée par holographie numérique., Horizons de l'Optique, Rennes 2015.

LA NANOSCOPIE OPTIQUE EN CHAMP LOINTAIN

Audrey Leong-Hoi¹, Paul Montgomery¹, Bruno Serio², Patrice Twardowski¹

¹ Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur, de l'Informatique et de l'Imagerie (ICube), Equipe Instrumentation et Procédés Photonique (IPP), Unistra-CNRS, UMR 7357, 300 boulevard Sébastien Brant, CS 10413, F-67412 Illkirch cedex, France

² Laboratoire Energétique Mécanique Electromagnétisme (LEME) – EA 4416, 50 rue de Sèvres, 92410 Ville d'Avray, France

aleonghoi@unistra.fr

RÉSUMÉ

Un nouveau système de classification des différents types de techniques de nanoscopie optiques pour la nano-résolution et la détection est présenté. Certaines techniques combinées à des méthodes de traitement d'images peuvent augmenter leur pouvoir de détection comme c'est le cas pour la microscopie interférométrique en lumière blanche, ici utilisée pour une analyse tomographique de films de polymères transparents.

MOTS-CLEFS : *Nanoscopie ; Super-résolution ; Nano-détection ; Traitement d'image.*

1. INTRODUCTION

De nouvelles techniques d'imagerie avec une haute résolution sont nécessaires aujourd'hui en biophysique et en imagerie médicale. La nanoscopie optique en champ lointain offre des capacités de résolution ou de détection élevées. On peut distinguer deux catégories dans le domaine de la nanoscopie : les techniques de super-résolution et les techniques de nano-détection. La figure 1 donne un exemple de techniques de nanoscopie pour chacune des catégories. Les techniques de super-résolution permettent une réelle amélioration de la résolution latérale et peuvent être capables de fournir des détails à plus haute résolution. Concernant les techniques de nano-détection, bien que limitée par la diffraction, elles peuvent dans certains cas faire apparaître des nanostructures pour les rendre observables et donc caractérisables, sans nécessairement pouvoir résoudre toutes les détails.



(a) Image d'un *E. coli* avec un microscope classique (gauche) et un STED [1] (droite). (© S. Hell, *Proc. Natl. Acad. Sci.*, Vol 97, 2000)

(b) Image d'une membrane de lysosome avec un microscope classique (gauche) et un PALM [2] (milieu et droite). (© E. Betzig, *Science*, Vol 313, 2006)

Fig. 1 : Exemple de techniques de nanoscopie pour la super-résolution (a) et pour nano-détection (b).

2. LA NANOSCOPIE OPTIQUE

En microscopie optique classique, la résolution latérale est typiquement limitée par les effets de diffraction à un chiffre de l'ordre de $0,4 \mu\text{m}$ dans l'air en utilisant la lumière visible et de $0,2 \mu\text{m}$ avec un objectif à immersion dans l'huile dans la lumière bleue. La limite de résolution peut être calculée à partir du critère de Rayleigh. Les techniques optiques capables de surpasser cette limite sont dites de super-résolution, et donnent une véritable augmentation du pouvoir de résolution du système d'imagerie afin d'observer des détails jusqu'à 20 nm . Bien que la plupart des techniques de nanoscopie optique pour résoudre ou détecter des structures de taille inférieure à la limite de Rayleigh classique ($0,2 \mu\text{m}$) ont été développées au cours des deux dernières décennies, certaines plus anciennes ont bénéficiées de caméras modernes et de techniques de traitement numérique.

Nous avons élaboré un système de classification répertoriant les différents types de techniques de nanoscopie optiques pour nano-résolution et la détection (figure 2).

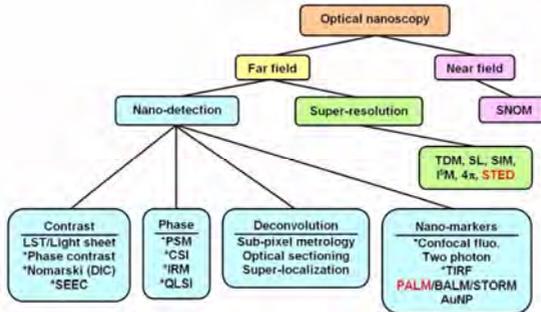


Fig. 2 : Schéma de classification pour la nano-résolution et la nano-détection [3].

3. LE MICROSCOPIE INTERFEROMETRIQUE EN LUMIERE BLANCHE

La microscopie interférométrique en lumière blanche est un procédé de mesure basé sur l'acquisition d'une séquence d'images de motifs d'interférence. Avec un traitement de signal approprié pour extraire l'enveloppe des franges, une analyse tomographique peut être réalisée. Mais dans le cas des couches minces transparentes dans lesquelles des structures sont enfouies, le signal de frange est dégradé à cause du bruit. Or, en observant une section XZ d'une couche transparente, des défauts de taille micrométrique peuvent être perdus dans le bruit présent dans les images. Ce système optique combiné à des traitements d'images tels que le moyennage d'images, la soustraction du "noir" etc., peut amener à une augmentation du pouvoir de détection du système (figure 3).



Fig. 3 : Détection d'une structure sur des images XZ d'un échantillon de Mylar [4].

CONCLUSION

Parmi les techniques de nanoscopie optique, on distingue les techniques de super-résolution qui permettent de résoudre des détails de taille inférieure à la limite de Rayleigh et la nano-détection qui permet d'observer et de mesurer des structures plus petites sans forcément les résoudre. Certains techniques de mesure tel que le microscope interférométrique en lumière blanche peuvent bénéficier de traitements numériques sur les images afin d'améliorer leur capacité de détection.

RÉFÉRENCES

- [1] T. A. Klar, S. Jakobs, M. Dyba, A. Egner, and S. W. Hell, "Fluorescence microscopy with diffraction resolution barrier broken by stimulated emission," Proc. Natl. Acad. Sci., vol. 97, no. 15, pp. 8206–8210, Jul. 2000.
- [2] E. Betzig, G. H. Patterson, R. Sougrat, O. W. Lindwasser, S. Olenych, J. S. Bonifacino, M. W. Davidson, J. Lippincott-Schwartz, and H. F. Hess, "Imaging Intracellular Fluorescent Proteins at Nanometer Resolution," Science, vol. 313, no. 5793, pp. 1642–1645, Sep. 2006.
- [3] P.C. Montgomery and A. Leong-Hoi, "Emerging optical nanoscopy techniques", Nanotechnology, Science and Applications, accepté pour publication, 2015.
- [4] A. Leong-Hoi, R. Claveau, W. Uhring, M. Flury, B. Serio, F. Anstötz and P.C Montgomery, "Detection of defects in a transparent polymer with high resolution tomography using white light scanning interferometry and noise reduction", Proc. SPIE 9528-11, article soumis, 2015.

IMAGERIE SHG RÉVOLUE EN POLARISATION DE LA STRUCTURE DU COLLAGÈNE DANS LES TISSUS BIOLOGIQUES.

Claire Teulon¹, Ivan Gusachenko^{1,2}, Gaël Latour³, Marie-Claire Schanne-Klein¹

¹ Laboratoire d'Optique et Biosciences, Ecole Polytechnique, CNRS, Inserm U1182, 91128 Palaiseau, France

² Okinawa Institute of Science and Technology, 1919-1 Tancha, Onna-son, Kunigami-gun Okinawa, Japan 904-0495

³ Laboratoire Imagerie et Modélisation en Neurobiologie et Cancérologie, Université Paris-Sud, CNRS, 91405 Orsay, France

claire.teulon@polytechnique.edu

RÉSUMÉ

L'imagerie par génération de second harmonique (SHG) permet d'observer le collagène fibrillaire dans les tissus biologiques de façon spécifique, sans aucun marquage et avec un bon contraste, ce qui n'est pas possible avec les modalités classiques d'imagerie. Des mesures résolues en polarisation permettent de sonder plus précisément la structure tridimensionnelle du collagène *in situ*, de l'échelle moléculaire à l'échelle macroscopique. Nous présentons ici une analyse théorique, des simulations numériques et des mesures expérimentales sur la cornée et le tendon montrant que ces mesures résolues en polarisation sont affectées par les paramètres géométriques du dispositif expérimental, comme la direction de collection du signal SHG et les ouvertures numériques d'excitation et de collection du signal.

MOTS-CLEFS : *microscopie non-linéaire ; biophotonique ; polarimétrie ; SHG*

1. INTRODUCTION

Le collagène est un élément majeur de l'architecture des organes chez les mammifères. Visualiser *in situ* le collagène fibrillaire dans les tissus biologiques est donc crucial pour comprendre le lien entre l'organisation du collagène et les propriétés biophysiques et biomécaniques des tissus. C'est un enjeu biomédical majeur, que ce soit pour sonder l'accumulation, la déformation ou la désorganisation du collagène dans de nombreuses pathologies, ou pour comprendre la structuration d'organes tels que la cornée ou la peau et guider ainsi l'ingénierie de substituts tissulaires.

2. IMAGERIE PAR GÉNÉRATION DE SECOND HARMONIQUE RÉVOLUE EN POLARISATION

La microscopie non-linéaire a constitué ces dernières années une avancée importante pour l'imagerie tridimensionnelle (3D) des tissus biologiques. En particulier, les signaux de génération de second harmonique (SHG) permettent d'observer le collagène fibrillaire de façon spécifique, sans marquage et avec un bon contraste, ce qui n'est pas possible avec les modalités classiques d'imagerie. Nous avons montré que des mesures résolues en polarisation (P-SHG) permettent d'obtenir plus d'informations sur la structure du collagène dans les tissus, de l'échelle moléculaire à l'échelle macroscopique [1]. Deux paramètres quantitatifs, propres à une structure donnée du collagène, peuvent être mesurés à l'aide de cette technique : l'orientation moyenne des fibrilles dans le plan de l'image, et l'anisotropie du signal SHG, qui est reliée à la structure moléculaire et à la distribution 3D du collagène au sein du volume d'excitation.

Ces mesures se heurtent néanmoins à une caractérisation insuffisante des signaux SHG. Les processus optiques impliqués sont en effet complexes, à cause de l'hétérogénéité et de l'anisotropie des tissus observés et du régime de forte focalisation nécessaire pour obtenir un signal exploitable. La propagation des signaux dans ces conditions n'est donc pas encore complètement comprise, ce qui empêche l'obtention de résultats précis et reproductibles, comme le montre la variabilité des données d'anisotropie SHG publiées dans la littérature.

3. PRÉCISION ET FIABILITÉ DES MESURES

Le signal SHG peut être collecté selon deux géométries différentes : soit vers l'avant, à travers l'échantillon, soit vers l'arrière pour une observation *in vivo*. Nous avons remarqué que l'anisotropie du signal SHG mesurée est différente dans ces deux cas [2].

Nous avons donc étudié de façon approfondie les phénomènes d'optique non-linéaire sous-jacents, en prenant en compte la cohérence des signaux SHG, la forte focalisation et les propriétés du tissu [3]. Pour cela, nous avons mis en place un formalisme et une analyse théorique, des simulations numériques et des mesures expérimentales dans le tendon et la cornée.

Nous nous sommes intéressés à l'effet des paramètres géométriques, comme la direction de détection du signal et les ouvertures numériques d'excitation et de collection, sur l'anisotropie du signal SHG dans des milieux homogènes (tendon, cornée et système modèle sans aberrations). Nous avons obtenu des résultats cohérents pour nos simulations numériques et nos mesures expérimentales, montrant que les mesures résolues en polarisation sont très sensibles à la géométrie du dispositif expérimental.

La mesure de l'orientation des fibrilles dans le plan de l'image n'est pas impactée, mais l'anisotropie du signal SHG, définie par le paramètre quantitatif ρ , dépend de la géométrie du dispositif expérimental et plus particulièrement de la direction de collection du signal dans le cas de tissus complexes [4].

D'autre part, la précision de la mesure des deux paramètres quantitatifs (orientation et anisotropie) a été estimée sur notre système, de façon théorique et expérimentale.

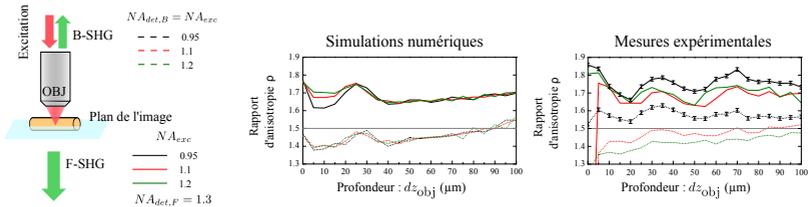


FIGURE 1 : Anisotropie du signal SHG : simulations numériques et mesures expérimentales du paramètre quantitatif (rapport d'anisotropie ρ) dans le tendon.

4. CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Nos résultats permettent de définir des protocoles de mesures fiables pour l'imagerie SHG résolue en polarisation des tissus biologiques riches en collagène. Notre travail constitue de plus une base pour des études plus complètes sur la réponse tensorielle du collagène.

RÉFÉRENCES

- [1] I. Gusachenko, V. Tran, Y. Goulam Houssen, J.-M. Allain and M.-C. Schanne-Klein, "Polarization-resolved Second-Harmonic Generation in tendon upon mechanical stretching," *Biophys. J.*, vol. 102, pp. 2220–29, 2012.
- [2] G. Latour, I. Gusachenko, L. Kowalczyk, I. Lamarre and M.-C. Schanne-Klein, "In vivo structural imaging of the cornea by Polarization-resolved Second Harmonic microscopy," *Biomed. Opt. Express*, vol. 3, pp. 1–15, 2012.
- [3] I. Gusachenko, and M.-C. Schanne-Klein, "Numerical simulation of Polarization-resolved Second Harmonic microscopy in birefringent media," *Phys. Rev. A*, vol. 88, pp. 053811, 2013.
- [4] C. Teulon, I. Gusachenko, G. Latour and M.-C. Schanne-Klein, "Theoretical, numerical and experimental study of geometrical parameters that affect anisotropy measurements in Polarization-resolved SHG microscopy," *Opt. Express*, vol. 23, pp. 9313–28, 2015.

ELEMENTS OPTIQUES DIFFRACTIFS DE VOLUME A BASE DE COUCHES MINCES DE CHALCOGENURES PHOTOSENSIBLES

Alexandre Joerg¹ et Julien Lumeau^{1*}

¹ Aix-Marseille Université, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel, UMR 7249, 13013 Marseille, France

*julien.lumeau@fresnel.fr

RÉSUMÉ

Une nouvelle méthode permettant la génération d'éléments optiques diffractifs de volume est proposée. L'ensemble des étapes permettant l'obtention de ces éléments est ainsi présenté, à savoir la fabrication de couches minces optiques à base d'AMTIR-1, la caractérisation de la photosensibilité de ces couches, le design des structures diffractives en volume permettant de réaliser une mise en forme de faisceaux et enfin une démonstration expérimentale d'un ensemble de prototypes d'éléments diffractifs tels que des convertisseurs de modes, des générateurs de top-hat, des splitters...

MOTS-CLEFS : *Couches minces optiques, éléments diffractifs optiques, photosensibilité, éléments de phase*

1. INTRODUCTION

Les éléments optiques diffractifs du type masque de phase sont couramment utilisés pour contrôler la distribution spatiale de lumière et réaliser la mise en forme de faisceaux afin de générer des matrices de points, des faisceaux à distribution uniforme d'intensité, des anneaux [1,2]... Ils sont généralement fabriqués par le contrôle local de l'épaisseur physique d'un substrat ou d'une couche et ce en utilisant des techniques de gravure de surface associées à un processus de photolithographie. Ces éléments sont aujourd'hui disponibles commercialement et présentent de nombreuses applications notamment pour le contrôle de l'interaction laser-matière. Toutefois, en raison de leur nature, ces composants optiques sont très sensibles à leur environnement (poussière, humidité) ou aux rayures et nécessitent de plus un processus très bien contrôlé lors de leur fabrication qui est fonction du type de composant à fabriquer. Dans cet article, nous proposons une nouvelle approche pour la fabrication de ces masques de phase consistant à produire des éléments de phase de volume. Dans ce cas, la phase locale de l'élément est contrôlée par la modification locale en volume de l'indice de réfraction d'une couche mince de chalcogénure photosensible.

2. FABRICATION DE COUCHES MINCES OPTIQUES PHOTOSENSIBLES ET CARACTERISATION

Des verres de chalcogénures de composition $\text{Ge}_{33}\text{As}_{12}\text{Se}_{55}$ et communément appelés AMTIR-1 ont été utilisés dans cette étude. Des échantillons de verres massifs ont été placés dans un creuset en Mo et insérés dans un système de dépôt par évaporation par canon à électrons de type BALZERS BAK600 avec une pression résiduelle dans la chambre de $\sim 10^{-6}$ bar. Divers films d'épaisseurs comprises entre 300 et 700 nm ont été fabriqués avec une vitesse de dépôt de 10 Å/s. Les spectres de transmission et de réflexion de chaque monocouche ont ensuite été mesurés à l'aide d'un spectrophotomètre (Perkin Elmer Lambda 1050) dans la gamme spectrale comprise entre 500 et 2000 nm avec un angle d'incidence de 8° et utilisés pour déterminer leurs constantes optiques à l'aide d'une méthode de type Tauc-Lorentz. Les couches minces à base d'AMTIR présentent une très forte absorption dans les régions spectrales inférieures à 850 nm due à l'absorption intrinsèque de la matrice vitreuse, tandis que ces pertes sont négligeables pour des longueurs d'onde supérieures à 900 nm, ce qui les rend compatibles avec la fabrication d'éléments optiques diffractifs.

L'AMTIR-1 étant un matériau photosensible, les cinétiques de changement d'indice de réfraction ont été étudiées en fonction de l'énergie totale d'exposition du matériau. Cette étude a été réalisée par exposition du matériau au rayonnement d'une diode laser à 808 nm. Après chaque exposition, les spectres de réflexion et de transmission ont été mesurés et les nouvelles constantes optiques déterminées. Les variations d'indice à saturation sont de l'ordre de 5×10^{-2} . Par conséquent, la génération de variations de phase de π à $1 \mu\text{m}$ nécessite le dépôt de couches d'épaisseur supérieure ou égale à $10 \mu\text{m}$.

3. DESIGN ET FABRICATION D'ÉLÉMENTS DIFFRACTIFS OPTIQUES VOLUMÉTRIQUES

Les éléments diffractifs optiques binaires peuvent être générés par inscription, dans un substrat, de zones présentant une variation de phase égale à π . Dans le cadre de cette étude, nous avons donc fabriqué ces éléments par variation photo-induite de l'indice de réfraction de couches minces d'AMTIR d'épaisseur égale à $12 \mu\text{m}$. Afin d'éviter les interférences inhérentes à cette monocouche, nous avons également déposé des structures antireflets permettant de s'affranchir des réflexions substrat-couche et couche-air. Les structures à inscrire dans ces couches ont été désignées à l'aide d'un programme basé sur un algorithme à transformée de Fourier itérative. L'inscription a ensuite été réalisée à l'aide d'un système utilisant une matrice de micro-miroirs éclairée par une diode laser à 808 nm et imagée dans le plan de l'échantillon. Divers profils ont ainsi été réalisés afin de convertir un faisceau Gaussien à 980 nm en des modes d'ordres supérieurs (LG01 ou LG02 par exemple), des faisceaux flat-top à sections circulaire ou carrés (Figure 1), un splitter à 4 faisceaux... Cette méthode permet ainsi d'obtenir des éléments diffractifs dont les performances sont en parfait accord avec les simulations et confirme donc son potentiel à générer simplement des éléments diffractifs optiques de volume.

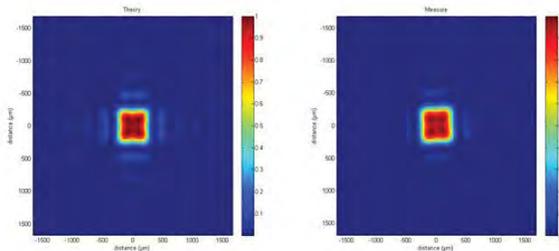


Fig. 1 : Intensité obtenue dans le plan focal d'une lentille de focale 500 mm après propagation d'un faisceau Gaussien à 980 nm à travers un élément diffractif optique permettant la génération d'un flat-top à section carrée (gauche : théorie, droite : expérience).

CONCLUSION

Une nouvelle méthode permettant de fabriquer des éléments diffractifs optiques à base de couches minces de chalcogénures photosensibles a été présentée. Nous avons ainsi montré qu'il était possible de générer un ensemble d'éléments diffractifs de volume (convertisseurs de modes, générateurs de top-hat, splitters...) dont les performances sont comparables à celles prédites théoriquement.

RÉFÉRENCES

- [1] N. Stelmakh, "Harnessing Multimode Broad-Area Laser-Diode Emission Into a Single-Lobe Diffraction-Limited Spot," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 19, 1392–1394 (2007)
- [2] M. SeGall, V. Rotar, J. Lumeau, S. Mokhov, B. Ya. Zeldovich and L. B. Glebov, "Binary Volume Phase Masks in Photo-Thermo-Refractive Glass", *Optics Letters* 37(7), 1190–1192 (2012)

Réduction de bruit d'intensité dans les lasers solides à l'aide d'un réservoir tampon

Abdelkrim El Amili ¹, Kévin Audo ¹, Goulc'hen Loas ¹, Mehdi Alouini ¹

¹Institut de Physique de Rennes UMR CNRS 6251, Université Rennes 1, 35042 Rennes Cedex

kevin.audo@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

L'introduction d'un mécanisme d'absorption à deux photons au sein d'un laser solide a permis de réduire de façon significative le bruit d'intensité à basse et haute fréquence. Le caractère non-linéaire de cette absorption agit comme un réservoir tampon au sein de la cavité permettant de modifier la dynamique du laser sans en dégrader le bruit de phase. Comme nous le montrons, cette approche s'avère avantageuse pour optimiser la distribution de fréquence de référence sur porteuse optique.

MOTS-CLEFS : *Laser Er:Yb; Bruit d'intensité; Absorption à deux photons*

1. INTRODUCTION

Le contrôle des fluctuations d'intensité des sources optiques demeure un enjeu considérable dans de nombreux domaines de la physique. En effet, beaucoup d'applications requièrent des sources laser monofréquences à très fine largeur de raie et qui doivent présenter un bruit d'intensité le plus faible possible. Les lasers à état solide constituent des candidats de choix en raison de leur bruit de phase faible et de leur capacité à fournir de grandes puissances. Néanmoins, de tels lasers souffrent d'un excès de bruit à la fréquence des oscillations de relaxations (OR). Le phénomène des OR est inhérent aux lasers de classe B dans lesquels le temps de vie d'inversion de population est supérieur à celui des photons dans la cavité. Plusieurs méthodes ont été mises en œuvre afin de réduire cet excès de bruit. La plus courante est l'application d'une contre réaction sur le laser de pompe [1]. Une seconde solution consiste à réaliser un laser qui opère dans le régime Classe A [2]. Cependant cette technique n'est pas applicable aux lasers solides car elle nécessiterait une cavité de plusieurs kilomètres de long. Or il est possible de réduire artificiellement la durée de vie d'inversion vue par les photons dans la cavité en insérant un mécanisme d'absorption à deux photons (TPA) dans un semi-conducteur par exemple. Nous avons montré, théoriquement et expérimentalement, que le TPA engendre une profonde modification de la dynamique du laser conduisant à la disparition du bruit résonant à la fréquence des OR [3]. Nous avons par ailleurs montré que ce mécanisme est efficace à condition que la durée de vie de recombinaison des porteurs soit petite ce qui nous a amené à préférer le GaAs intrinsèque au Si intrinsèque. Nous analysons ici en détail la suppression de bruit dans un laser solide auto-régulé en bruit d'intensité par TPA. Tout d'abord, nous proposons une vision simple pour expliquer comment les pertes non-linéaires induisent une réduction du bruit d'intensité. Par la suite, nous montrons que dans ce type de laser, la réduction du bruit s'opère à la fois sur les oscillations de relaxation du laser mais également sur les battements signal/spontané qui, jusqu'à présent, n'avaient jamais été réduits dans un laser. L'effet du TPA sur le bruit de phase de la raie laser est mesuré. Enfin, nous démontrons la possibilité d'utiliser ce laser pour transmettre un signal micro-onde de référence à faible bruit de phase.

2. PRINCIPE ET CARACTERISTIQUES DU LASER

Nous nous intéressons à un laser solide Er:Yb dans lequel nous avons placé une lame de GaAs. Un tel système peut être modélisé par l'interaction entre trois réservoirs correspondant à : l'inversion de population, les photons intra-cavité et les pertes non-linéaires possédant chacun une constante de temps propres τ_{inv} , τ_{ph} , τ_{NL} . L'introduction du GaAs a pour conséquence de briser l'interaction exclusive et résonante entre l'inversion de population et les photons intra-cavité, responsable des OR. Les pertes non-linéaires peuvent être vues comme une population virtuelle qui agit comme un réservoir tampon ("buffer reservoir", BR) [4]. Ainsi, plus l'intensité intra-cavité augmente, plus les

perles induites par TPA sont importantes et réciproquement. Cela a pour conséquence d'auto-réguler l'intensité du laser. La principale limitation du phénomène est liée au temps de recombinaison des porteurs dans le semi-conducteur qui fixe la bande passante du mécanisme de réduction de bruit. L'utilisation du GaAs permet d'atteindre plusieurs dizaines de GHz.

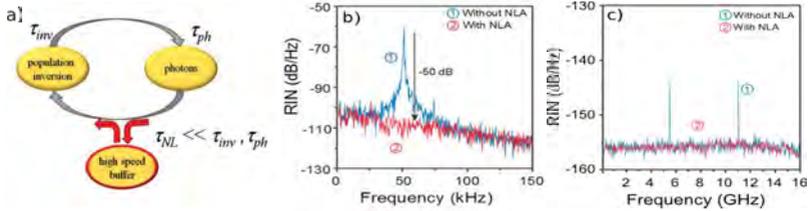


Fig. 1 : a) Illustration des interactions entre l'inversion de populations, les photons et le réservoir des pertes non-linéaires. b) Spectre de RIN à basse fréquence. c) RIN à haute fréquence. (1) Sans TPA et (2) avec TPA

Lorsque le mécanisme de TPA est présent dans la cavité, nous avons observé une réduction significative de l'excès de bruit d'intensité à basse fréquence ainsi qu'à haute fréquence, où le battement entre le mode oscillant et l'émission spontanée amplifiée dans les modes adjacents provoque l'apparition de pics de bruit aux harmoniques de l'ISL de la cavité. A basse fréquence, autour des fréquences des OR, nous avons obtenu 50dB de réduction de bruit. A haute fréquence, les pics de bruit à 5,5GHz et à 11GHz ont complètement disparu conduisant à un spectre limité au bruit de grenaille sur les 16GHz d'analyse. La réduction des pics de battement n'avait jamais été obtenue y compris dans les lasers de classe A. Parallèlement, nous avons vérifié que l'introduction du réservoir tampon n'induit aucune augmentation du bruit de phase du laser. Ce résultat important indique que la largeur de raie fine inhérente au laser solide est bien préservée malgré un changement important de la dynamique du laser.

3. UTILISATION DU LASER DANS UNE LIAISON OPTIQUE MICRO-ONDE

Une fois optimisé, nous avons utilisé ce laser pour la distribution d'une référence micro-onde. Pour cela, nous modulons le faisceau laser à l'aide d'un modulateur contrôlé par une référence micro-onde de haute pureté spectrale. En l'absence de TPA dans le laser, le spectre électrique en sortie de liaison présente deux pics à 50kHz autour du signal de référence à 1GHz correspondant au bruit d'intensité aux fréquences des OR qui se reportent sur le signal HF. Ces fluctuations, inconvénient principal des lasers solides pour ce type d'application, sont entièrement éliminées par insertion du TPA dans le laser. Nous nous sommes également intéressés au bruit de phase de la liaison optique afin d'évaluer l'impact des non-linéarités sur la pureté spectrale du signal. La mesure du spectre, sans et avec TPA dans la cavité, a permis de montrer que non seulement la phase n'est pas dégradée par l'introduction du GaAs mais surtout que le pic dû aux OR est réduit améliorant la qualité de la liaison optique. L'ensemble des résultats obtenus ouvrent des perspectives intéressantes dans tous les domaines de la physique où les lasers sont utilisés.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Taccheo, P. Laporta, O. Svelto, et G. de Geronimo, *Opt.Lett.* 21, 1747 (1996).
- [2] G. Baili, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes, et A. Garnache, *Opt. Lett.* 32, 650 (2007).
- [3] A. El Amili, G. Kervella, et M. Alouini, *Opt. Express* 21, 8773 (2013).
- [4] A. El Amili, G. Loas, L. Pouget, et M. Alouini, *Opt. Lett.* 39, 5014-5017 (2014).

IMAGERIE FANTÔME TEMPORELLE : PREMIÈRE DÉMONSTRATION EXPÉRIMENTALE

Piotr Ryczkowski¹, Margaux Barbier¹, Ari T. Friberg², John M. Dudley³, Goëry Genty¹

¹ *Department of Physics, Tampere University of Technology, Tampere, Finlande*

² *Department of Physics and Mathematics, University of Eastern Finland, Joensuu, Finlande*

³ *Institut FEMTO-ST, UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, Besançon, France*

margaux.barbier@tut.fi

RÉSUMÉ

Nous présentons la toute première démonstration expérimentale du concept d'imagerie fantôme temporelle, réalisée à l'aide d'une source laser chaotique. Cette nouvelle technique d'imagerie pourrait trouver des applications dans le domaine de la tomographie temporelle de signaux ultra-rapides.

MOTS-CLEFS : *Imagerie fantôme ; Imagerie temporelle ; Source incohérente*

1. INTRODUCTION

L'imagerie *fantôme*, aussi connue sous le nom plus prosaïque d'imagerie par corrélations, est une nouvelle technique permettant de reconstruire l'image d'un objet de manière indirecte, *sans réellement regarder l'objet*. De manière générale, le système consiste en :

- une voie test dans laquelle est contenu l'objet à imager, mais sur laquelle n'est mesurée que l'*intensité totale* transmise (ou, dans certaines configurations, réfléchie) par l'objet, à l'aide d'un détecteur très basse résolution ;
- une voie de référence, sur laquelle sont directement mesurées les fluctuations d'intensité de la source lumineuse utilisée pour éclairer l'objet, à l'aide d'un détecteur capable de résoudre ces fluctuations d'intensité.

L'image peut alors être reconstruite à partir de la mesure des *corrélations de fluctuation d'intensité* entre la voie test et la voie référence.

Cette nouvelle technique d'imagerie a déjà fait l'objet de nombreuses études dans le domaine spatial, à l'aide de sources lumineuses spatialement incohérentes ou de sources de paires de photons spatialement intriqués [1]. Un détecteur mono-pixel joue dans ce cas le rôle de détecteur basse résolution sur la voie test, tandis qu'une caméra CCD haute résolution est placée sur la voie référence pour mesurer les fluctuations spatiales d'intensité de la source.

Par ailleurs, le principe de dualité espace-temps en optique suggère que le concept d'imagerie fantôme *spatiale* peut être transposé dans le domaine temporel : à partir d'une source *temporellement* incohérente, des mesures de corrélations de fluctuations *temporelles* d'intensité doivent permettre de reconstruire l'image d'un signal temporel rapide. Cette nouvelle technique d'imagerie temporelle a été étudiée théoriquement [2] et numériquement [3], et nous en rapportons ici la toute première démonstration expérimentale.

2. MONTAGE DE DÉMONSTRATION & RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Le schéma de principe du montage expérimental tout fibré que nous avons utilisé est représenté en figure 1.a. La lumière émise par une source temporellement incohérente est séparée en deux voies à l'aide d'un coupleur fibré :

- dans la voie de référence, la lumière se propage dans une fibre optique en accumulant une phase spectrale d'ordre 2 (i.e. une dispersion de délai de groupe) ϕ_{ref} jusqu'à un détecteur rapide (Alphasalas UPD-15-IR2-FC, 25 GHz) ;

- dans la voie test, la lumière se propage dans une fibre optique en accumulant une phase spectrale d'ordre 2 ϕ_{test} jusqu'à l'objet temporel, puis continue sa propagation jusqu'au détecteur lent (Thorlabs PDA10CS-EC, 17 MHz). L'objet est la fonction de transmission en intensité $T_{\text{mod}}(t)$ d'un modulateur électro-optique, créée à partir d'un générateur de fonctions arbitraires.

En sortie des deux voies, un oscilloscope rapide (Tektronix DSA72004, 20 GHz) acquiert les signaux issus des deux détecteurs : les fluctuations temporelles d'intensité de la source $I_{\text{ref}}(t)$ et l'intensité totale transmise par l'objet $I_{\text{test}}^{\text{TOT}}$. La mesure est réalisée N fois ($N = 10\,000$ pour les résultats présentés en figure 1.b). La source étant temporellement incohérente, les N réalisations de $I_{\text{ref}}(t)$ sont aléatoires, et sont donc associées à des valeurs de $I_{\text{test}}^{\text{TOT}}$ différentes les unes des autres. Or on peut montrer que, dans le cas particulier où ϕ_{ref} et ϕ_{test} sont égaux, la mesure des corrélations de fluctuation d'intensité entre les deux détecteurs $\langle I_{\text{ref}}(t) I_{\text{test}}^{\text{TOT}} \rangle - \langle I_{\text{ref}}(t) \rangle \langle I_{\text{test}}^{\text{TOT}} \rangle$ (où $\langle \dots \rangle$ représente la moyenne d'ensemble) est proportionnelle à $T_{\text{mod}}(t)$ et permet donc de reconstruire l'objet [2].

La source temporellement incohérente utilisée pour cette démonstration expérimentale est un laser chaotique émettant en continu un faisceau à 1547 nm avec des fluctuations d'intensité aléatoires de durée caractéristique de l'ordre de 13 ps (correspondant à un spectre de 0,6 nm de large). L'objet temporel que nous avons imagé à partir de cette source est constitué de deux impulsions d'amplitudes différentes, de 1 ns de large et séparées de 7 ns. L'image fantôme reconstruite est en très bon accord avec l'objet, comme le montre la figure 1.b.

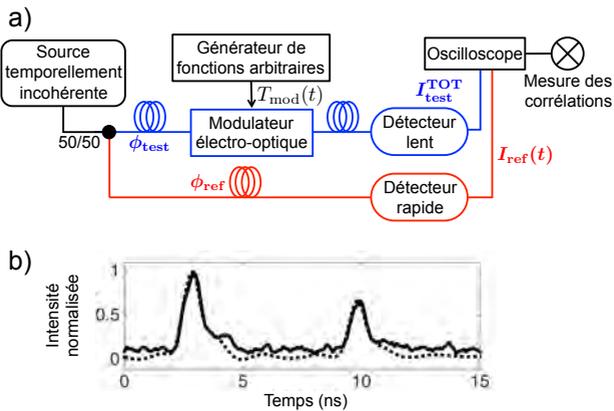


FIGURE 1 : a) Montage expérimental. b) : Objet temporel (pointillés) et image fantôme reconstruite (trait plein).

CONCLUSION

Nous avons réalisé la toute première démonstration expérimentale du concept d'imagerie fantôme temporelle, à l'aide d'une source laser temporellement incohérente. Ces résultats ouvrent de nouvelles perspectives dans le domaine de l'imagerie de signaux ultra-rapides à très haute résolution.

RÉFÉRENCES

- [1] B. Erkmann and J. Shapiro, "Ghost imaging : from quantum to classical to computational," *Adv. Opt. Photonics*, vol. 2, no. 4, p. 405, 2010.
- [2] T. Shirai, T. Setälä, and A. Friberg, "Temporal ghost imaging with classical non-stationary pulsed light," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 27, no. 12, p. 2549, 2010.
- [3] Z. Chen, H. Li, Y. Li, J. Shi, and G. Zeng, "Temporal ghost imaging with a chaotic laser," *Opt. Eng.*, vol. 52, no. 7, p. 076103, 2013.

RÉALISATION DE STRUCTURES SUB-MICROMÉTRIQUES DE FORME “POSITIVE” PAR UNE PHOTORÉSINE “POSITIVE”

Quang Cong Tong, Minh Thanh Do, Mai Trang Do,
Bernard Journet, Isabelle Ledoux-Rak, et Ngoc Diep Lai

*Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire, UMR 8537 CNRS,
Institut d'Alembert, École Normale Supérieure de Cachan, France*

nlai@lpqm.ens-cachan.fr

RÉSUMÉ

Nous avons démontré qu'il est possible de créer des structures sub-micrométriques “positives”, qui sont traditionnellement obtenues par une photorésine “négative”, par une photorésine “positive”. En contrôlant le dosage d'exposition, la technique de gravure directe par laser par absorption à un photon permet de fabriquer des structures dont la forme est variée, de “négative” (trous d'air) vers “positive” (piliers diélectriques). Des piliers ayant 150 nm de diamètre et 700 nm de hauteur sont ainsi obtenus.

MOTS-CLEFS : *Gravure directe par laser; photorésine; cristaux photoniques.*

1. INTRODUCTION

Presque toutes les structures photoniques à base de matériaux polymères peuvent être fabriquées par lithographie optique [1]. En particulier, la technique de gravure directe par laser permet de créer des structures sub-micrométriques multi-dimensionnelles à la demande. Nous avons récemment mis en œuvre une nouvelle méthode, dite LOPA (low one-photon absorption) [2], très simple mais efficace, se basant sur l'absorption linéaire ultra-faible du matériau, pour imaginer et fabriquer des structures similaires à celles obtenues par la méthode d'excitation à deux photons. Cependant, il faut noter qu'il existe deux types de matériaux polymères utilisés pour fabriquer ces structures photoniques : les photorésines “positives” et “négatives”. L'utilisation de ces photorésines dépend de la structure souhaitée. Traditionnellement, les structures “positives” (matériau isolé dans l'air, par exemple, les piliers diélectriques) sont obtenues en utilisant une résine “négative” [3]. Dans ce travail, nous avons exploité la méthode de fabrication LOPA, et réalisé des structures “positives” en utilisant une photorésine “positive”.

2. TECHNIQUE DE FABRICATION PAR L'ABSORPTION ULTRA-FAIBLE À UN PHOTON

La technique de fabrication LOPA se base sur l'utilisation d'un laser dont la longueur d'onde se situe au bord de la bande d'absorption de la photorésine utilisée. Grâce à l'absorption très faible, l'intensité lumineuse diminue de façon négligeable au cours de la propagation dans le matériau. En utilisant un objectif de microscope de grande ouverture numérique, le faisceau laser est bien focalisé avec une intensité très élevée au point focal, permettant de compenser la faible absorption de la résine. La figure 1(a) représente le schéma expérimental du LOPA. En balayant le spot de focalisation, n'importe quelle structure sub-micrométrique peut être créée. Nous avons utilisé cette technique pour fabriquer de nombreuses structures sub- λ 2D et 3D, en utilisant la résine négative SU8 et un laser à 532 nm de quelques milliwatts seulement. Les structures fabriquées sont souvent sous forme de matériau immergé dans l'air, appelées ainsi structures positives.

3. FABRICATION DES STRUCTURES 2D SUB- λ PAR UNE PHOTORÉSINE POSITIVE

Nous avons démontré qu'en utilisant une photorésine positive, il était également possible d'obtenir des structures positives. En effet, en contrôlant l'énergie d'excitation, le taux de remplissage des structures change, et on pourra donc fabriquer des structures positives ou négatives, comme le

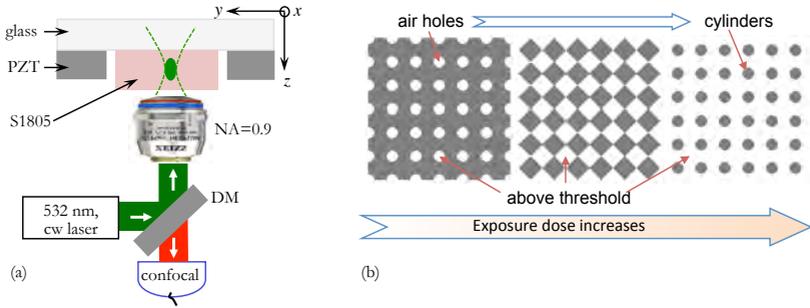


FIGURE 1 : (a) Technique de gravure directe par laser par absorption à un photon ($\lambda = 532$ nm) en régime ultra-faible. PZT : platine piézo-électrique ; DM : miroir dichroïque. (b) Illustration du changement de la forme de la structure 2D carrée, par le contrôle du dosage d'exposition.

montre la figure 1(b). La figure 2 représente des structures 2D carrées fabriquées par la méthode LOPA utilisant la photorésine positive S1805. Dans ce cas, nous avons fixé la puissance du laser d'excitation (532 nm) et augmenté le temps d'exposition. Cela a permis d'obtenir d'abord des structures contenant des trous d'air, puis des piliers de résine dans l'air (structure positive). La taille des piliers peut descendre jusqu'à 150 nm, avec une hauteur de 700 nm (cf. figure 2(f)).

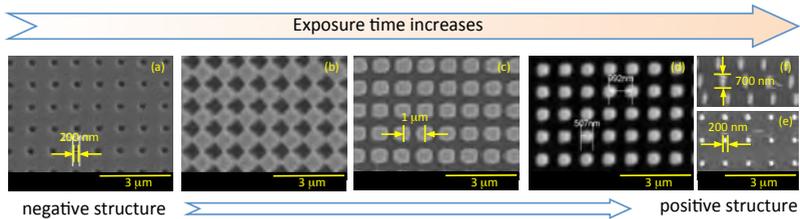


FIGURE 2 : Images en microscope électronique des structures 2D carrées, fabriquées par la technique LOPA. De (a) à (e), les structures changent de la forme "négative" (trous d'air) vers la forme "positive" (piliers diélectriques) grâce au contrôle du temps d'exposition. (f) vue de côté de la structure en (e).

CONCLUSION

Nous avons mis en évidence la fabrication des structures sub-micrométriques "positives" à partir d'une photorésine "positive". La structuration est réalisée par la méthode LOPA, qui est basée sur l'utilisation d'un laser fonctionnant en régime d'absorption ultra-faible. En contrôlant le dosage de l'exposition, la forme des structures sub-micrométriques 2D est variée, de "négative" (trous d'air) vers "positive" (piliers polymériques). La taille de ces derniers est largement sub- λ (150 nm) et elle pourra être encore diminuée. Ces nanostructures en photorésine positive sont très importantes pour la fabrication des cristaux photoniques, car elles peuvent être enlevées facilement après l'étape de transfert vers d'autres matériaux.

RÉFÉRENCES

- [1] A. del Campo *et al.*, "Fabrication approaches for generating complex micro- and nanopatterns on polymeric surfaces," *Chem. Rev.* 108, 911–945 (2008).
- [2] M. T. Do *et al.*, "Submicrometer 3D structures fabrication enabled by one-photon absorption direct laser writing," *Opt. Express* 21, 20964–20973 (2013).
- [3] M. T. Do *et al.*, "High aspect ratio sub-micrometer two-dimensional structures fabricated by one-photon absorption direct laser writing", *Microsystem Technol.* 20, 2097–2102 (2014).

DEVELOPPEMENT D'OPTIQUES MOULEES MULTI-SPECTRALES TRANSPARENTES DU VISIBLE A L'INFRAROUGE THERMIQUE POUR LA VISION NOCTURNE

Antoine Bréhault¹, Laurent Calvez¹, Xianghua Zhang¹

¹ Institut des Sciences Chimiques de Rennes, Eq. Verres et Céramiques, UMR 6226 CNRS,
Université de Rennes 1, 35042 Rennes Cedex - France

antoine.brehault@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Dans ce papier, plusieurs compositions issues du système vitreux $\text{GeS}_2\text{-Ga}_2\text{S}_3\text{-CsCl}$ ont été étudiées pour développer un verre transparent du visible à l'infrarouge thermique. Une augmentation de la proportion de CsCl augmente la transmission des verres dans le visible, cependant l'ajout de ce composé hygroscopique va rendre le verre sensible à la corrosion par l'humidité de l'air. Pour protéger ces verres, un revêtement protecteur à base de ZnS a été appliqué sur ces verres. Une bonne protection peut être obtenue avec un revêtement d'épaisseur inférieure à $1\mu\text{m}$ avec des paramètres de dépôt à faible puissance. Selon les premiers résultats, une phase cubique avec des tailles de cristallites petites est préférable.

MOTS-CLEFS : *Verres de Chalcogénures ; Transmission dans le visible ; Matériau multi-spectral ; Revêtement protecteur*

1. INTRODUCTION

Ces dernières années, il y a eu une forte croissance du marché de l'imagerie thermique. Ce domaine connaît une baisse des coûts des dispositifs de vision nocturne induite par le développement de détecteurs non refroidis [1]. La recherche de nouveaux matériaux optiques a ainsi été très active pour trouver des alternatives au germanium et ZnSe généralement utilisés. Les verres de chalcogénures sont maintenant disponibles commercialement pour répondre à cette demande.

Parmi les verres de chalcogénures commerciaux, aucun ne possède de transmission suffisante dans le domaine visible. Pourtant il y a une forte demande pour des systèmes optiques avec simultanément une imagerie visible/SWIR (Short Wave InfraRed) et infrarouge thermique. La recherche de nouveaux matériaux optiques se dirige donc aujourd'hui vers des optiques multi spectrales transparentes du visible jusqu'à l'infrarouge thermique. L'élaboration d'un système de vision fusionnant l'imagerie visible ou SWIR et l'imagerie thermique pourrait ainsi être développée avec une même optique d'entrée, simplifiant considérablement sa conception et sa fabrication. Une rupture technologique qui permettrait d'envisager de nombreuses applications aussi bien civiles que militaires.

2. RESULTATS ET DISCUSSION

Le domaine vitreux du système $\text{GeS}_2\text{-Ga}_2\text{S}_3\text{-CsCl}$ est représenté sur la figure 1 (gauche). Un certain nombre de compositions choisies dans le centre du domaine et avec un taux de CsCl de 10 à 15% ont été étudiés pour déterminer des compositions stables vis-à-vis de la cristallisation. Cette stabilité étant nécessaire pour élaborer des verres de grandes tailles et assurer une mise en forme par pressage à chaud sans cristallisation. Ainsi une composition a été choisie pour ses bonnes propriétés thermiques. Une synthèse de cette composition avec un diamètre de 25mm a été réalisée avec succès. La figure 1 (droite) montre le résultat de cette synthèse et la figure 2 montre la transmission

du verre du visible jusqu'à l'infrarouge thermique. La transmission confirme l'obtention d'un matériau transparent du visible jusque l'infrarouge thermique (8-12 μm) [2].

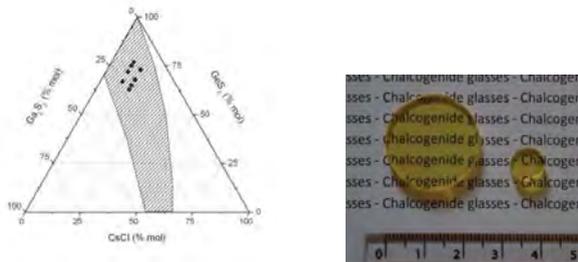


Figure 1 : Système $\text{GeS}_2\text{-Ga}_2\text{S}_3\text{-CsCl}$ avec domaine vitreux (gauche) et composition 75 GeS_2 - 15 Ga_2S_3 - 10 CsCl (droite)

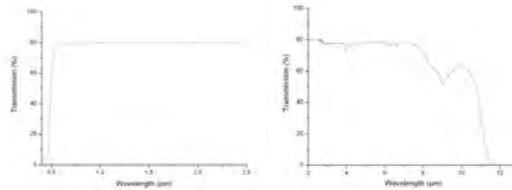


Figure 2 : Transmission du verre du visible jusqu'à l'infrarouge thermique

Par ailleurs, une étude de la résistance du verre à la corrosion par l'air a été faite. Des dépôts par pulvérisation cathodique de ZnS ont permis de réduire considérablement la corrosion de surface sur nos verres. Le dépôt avec une faible puissance permet d'obtenir de meilleurs résultats avec une structure plus fine, des cristallites plus petites et une structure cubique. Cette structure colonnaire plus compact permet d'avoir de meilleurs résultats.

3. CONCLUSION

Dans cette étude, les propriétés thermiques de plusieurs verres appartenant au système $\text{GeS}_2\text{-Ga}_2\text{S}_3\text{-CsCl}$ ont été investiguées. La synthèse d'un verre possédant une transmission multi-spectrale qui s'étend de 0.5 μm à 11 μm a été réalisée avec succès pour un grand diamètre (25mm). Des films protecteurs ont été déposés sur ces échantillons avec de faible et forte puissances. Les résultats de caractérisations des dépôts démontrent qu'ils possèdent une structure colonnaire, que pour une faible puissance la structure est plus compact et permet une meilleure protection du verre. Les optiques commerciales possédant un traitement antireflet d'une épaisseur généralement supérieure à ces premiers tests confirme que cette composition représente une réelle solution pour l'optique multi-spectrale.

RÉFÉRENCE

- [1] A. Rogalski, "Recent progress in infrared detector technologies," *Infrared Phys. Technol.*, vol. 54, no. 3, pp. 136–154, May 2011.
- [2] A. Brehault, L. Calvez, T. Pain, P. Adam, J. Rollin, and X. H. Zhang, "Multispectral glass transparent from visible to thermal infrared," in *SPIE Defense+ Security*, 2014, p. 90702F–90702F.

QUANTIFICATION DU COLLAGÈNE PAR MICROSCOPIE NON LINÉAIRE DANS LE CADRE DU DIAGNOSTIC DE LA FIBROSE HÉPATIQUE

David Sevrain¹, Matthieu Dubreuil¹, Christophe Odin², et Yann Le Grand¹

¹ Laboratoire de Spectrométrie et Optique Laser EA 938, Université de Brest, 29200 Brest, France.

² Institut de Physique de Rennes UMR CNRS 6251, Université de Rennes 1, 35000 Rennes, France.

yann.legrand@univ-brest.fr

RÉSUMÉ

Nous analysons une méthode d'évaluation de la fibrose hépatique basée sur mesure de l'aire relative occupée par le collagène fibrillaire dans les images de coupes histologiques non colorées issues de biopsies de foie humain, obtenues par microscopie non linéaire (TPEF et SHG). L'étude est menée sur une cohorte d'une centaine de patients atteints d'hépatite C chronique présentant des stades de fibrose intermédiaire à fort sur les échelles METAVIR et Ishak. Dans une première étape, nous démontrons statistiquement la capacité de notre méthode à discriminer les stades intermédiaire et fort. Dans une seconde étape, nous démontrons à partir d'arguments mathématiques simples basés sur l'analyse des histogrammes d'intensité des images SHG, que mesurer l'aire relative occupée par le collagène fibrillaire est équivalent à mesurer l'intensité de second harmonique produite par ce même collagène, avec en outre l'avantage considérable de pouvoir utiliser des images partiellement saturées en intensité.

MOTS-CLEFS : *microscopie non linéaire, collagène, fibrose hépatique*

1. INTRODUCTION

Dans un premier article [1] nous avons mis en évidence l'existence d'une forte corrélation entre le score SHG défini comme l'aire relative occupée par le collagène fibrillaire dans les images SHG de coupes histologiques tirées de biopsies hépatiques (ce que nous appellerons score SHG) et le score METAVIR déterminé par l'anatomopathologiste à partir de coupes colorées, score considéré comme la référence en termes de diagnostic de la fibrose du foie. Dans un second article [2] nous avons démontré la robustesse de ce score SHG vis-à-vis de différents paramètres expérimentaux. Dans cette communication, nous confrontons notre score SHG à la fois aux scores METAVIR et Ishak en étudiant une nouvelle cohorte de patients atteints d'hépatite C chronique. Nous comparons alors notre score à celui tiré de la mesure d'intensité SHG produite par le collagène fibrillaire et proposons un modèle mathématique simple basé sur l'analyse des histogrammes d'intensité des images SHG, qui permet de comprendre l'équivalence entre mesure d'intensité SHG du collagène et mesure de l'aire associée, en dépit de la saturation partielle des images utilisées pour la mesure de l'aire [3].

2. SCORE SHG VS SCORES METAVIR ET ISHAK

Les résultats sont présentés sur la Fig.1, sous forme de boîtes à moustaches. Une corrélation non linéaire peut être mise en évidence entre le score SHG et les scores METAVIR et ISHAK. Bien que les scores SHG des stades intermédiaires se recouvrent fortement, il est possible de discriminer les stades faibles et intermédiaires des stades forts grâce au score SHG. Cette méthode peut donc être envisagée comme un premier « tri ». Elle présente l'avantage d'être totalement automatisée, ce qui élimine les problèmes de variabilité intra et inter-opérateur rencontrés dans les méthodes standards.

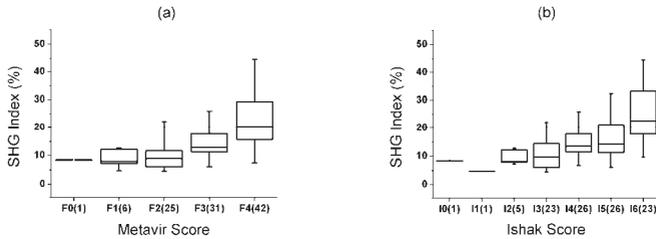


Fig. 1 : Score SHG vs score METAVIR (a) et Ishak (b).

3. ANALYSE DE LA METHODE D'OBTENTION DU SCORE SHG

La méthode d'obtention du score SHG est basée sur la mesure du nombre relatif de pixels de la coupe histologique dont l'intensité SHG est supérieure à un seuil prédéfini. Dans la plupart des cas les images SHG présentent une proportion significative de pixels saturés, en raison de la très forte dynamique de la réponse SHG du collagène fibrillaire et de la nécessité de pouvoir observer les zones à la fois de faible et forte concentration en collagène. Afin de pouvoir comparer notre méthode de scoring SHG avec une mesure directe de l'intensité SHG produite par le collagène, nous avons acquis une seconde série d'images non saturées des mêmes coupes histologiques en divisant par 10 le gain de conversion courant/tension du photomultiplicateur utilisé en détection. Nous avons alors pu mettre en évidence l'équivalence entre notre méthode de scoring et la mesure de l'intensité SHG (Fig.2(a)). Cette équivalence s'explique par le fait que l'intensité moyenne par pixel des images SHG est constante (Fig.2(b)) quel que soit le score SHG ; le nombre de pixels est alors proportionnel à l'intensité produite par ces pixels. Nous montrons finalement que cette propriété résulte de l'allure exponentielle des histogrammes d'intensité des images SHG.

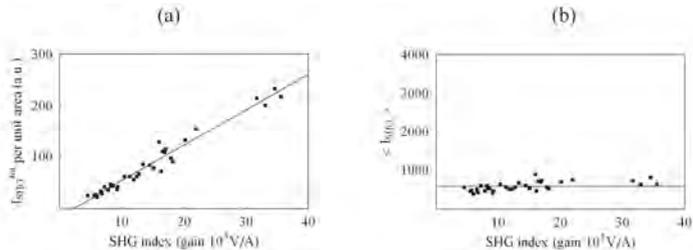


Fig. 2 : (a) Intensité SHG totale par unité de surface vs score SHG. (b) Intensité SHG moyenne par pixel vs score SHG.

REFERENCES

- [1] L. Gailhouste, Y. Le Grand, C. Odin, D. Guyader, B. Turlin, F. Ezan, Y. Désille, T. Guilbert, A. Bessard, C. Frémin, N. Theret and G. Baffet, "Fibrillar collagen scoring by second harmonic microscopy: A new tool in the assessment of liver fibrosis," *J. Hepatol.* **52**(3), 398-406, 2010.
- [2] T. Guilbert, C. Odin, Y. Le Grand, L. Gailhouste, B. Turlin, F. Ezan, Y. Désille, G. Baffet, and D. Guyader, "A robust collagen scoring method for human liver fibrosis by second harmonic microscopy," *Opt. Express* **18**(25), 25794-25807, 2010.
- [3] D. Sevrain, M. Dubreuil, G. E. Dolman, A. Zaitoun, W. Irving, I. N. Guha, C. Odin, and Y. Le Grand, "Evaluation of area-based collagen scoring by nonlinear microscopy in chronic hepatitis C-induced liver fibrosis," *Biomed. Opt. Express* **6**, 1209-1218, 2015.

IMAGERIE RAPIDE DE CONTRASTE POLARIMETRIQUE EN UNE SEULE MESURE PAR BRISURE D'ORTHOGONALITE

Noé Ortega-Quijano, Julien Fade, Emmanuel Schaub, François Parnet, Mehdi Alouini

*Département Optique et Photonique, Institut de Physique de Rennes, UMR 6251 Université de
Rennes 1 – CNRS, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes, France*

noe.ortega@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une nouvelle méthode pour mesurer d'une façon complète, directe et rapide des propriétés de diatténuation d'un matériau dichroïque linéaire. Cette méthode utilise une source bi-fréquence bi-polarisation fournissant deux états circulaires orthogonaux légèrement décalés en fréquence, et repose sur la mesure du signal de battement après l'interaction d'un tel faisceau avec un échantillon dichroïque. Nous montrons que ceci permet de caractériser complètement l'échantillon en une seule mesure et d'une façon intrinsèquement découplée, ce qui constitue un avantage très intéressant pour des applications biomédicales.

MOTS-CLEFS : *polarimétrie ; imagerie active ; dichroïsme ; milieux anisotropes.*

1. INTRODUCTION

Les techniques polarimétriques permettent d'améliorer le contraste et de caractériser les propriétés polarimétriques du faisceau et des échantillons dans nombre de domaines tels que la télédétection, l'astronomie, l'optique atmosphérique et océanique, et le diagnostic médical [1]. La mesure par brisure d'orthogonalité est une nouvelle modalité d'imagerie polarimétrique qui repose sur l'utilisation d'une source bi-fréquence bi-polarisation fournissant deux ondes légèrement décalés en fréquence et de polarisations orthogonales. Lors de l'interaction d'un tel faisceau avec un échantillon dépolarisant ou dichroïque, l'interférence des deux champs provoque un signal de battement à la différence des fréquences optiques $\Delta\nu$, dont la mesure sur un détecteur rapide permet de remonter aux propriétés dépolarisantes et dichroïques de l'échantillon d'une façon directe, rapide et sensible. Cette technique a été tout d'abord validée à l'aide d'une source laser bi-fréquence à 1,5 μm développée à l'Institut de Physique de Rennes [2]. Nous l'avons ensuite implémentée sur un banc de microscopie confocale à balayage laser avec une source bi-fréquence visible à base d'un montage à modulateur acousto-optique. L'utilisation de ce système pour mesurer un premier échantillon biologique test (aile de papillon) a montré que cette technique fournit effectivement des paramètres de contraste additionnels [3].

Dans ce travail, nous proposons une configuration alternative parfaitement adaptée pour la mesure complète, directe et rapide des propriétés de diatténuation d'un matériau dichroïque linéaire, en une seule mesure et d'une façon intrinsèquement découplée.

2. METHODE ET VALIDATION EXPERIMENTALE

Si l'on considère le cas particulier d'une source bi-fréquence bi-polarisation avec des états équilibrés orthogonaux en polarisation circulaire, son vecteur de Jones peut être écrit comme :

$$\mathbf{E}_{in}(t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{-j(2\pi\nu t)} \left[\mathbf{e}_R + e^{-j2\pi\Delta\nu t} \mathbf{e}_L \right], \quad (1)$$

où $\Delta\nu$ est le décalage en fréquence entre les deux états, et $\mathbf{e}_{R,L}$ sont les vecteurs de la base d'états circulaires. On peut démontrer qu'après interaction avec un échantillon dichroïque [4], l'amplitude

de l'intensité de battement normalisée par l'intensité continue (ce qu'on appelle contraste par brisure d'orthogonalité, OBC) est une mesure du degré de dichroïsme linéaire de l'échantillon :

$$\text{OBC} = \left| I_{out}^{\Delta\nu}(t) \right| / I_{out}^0 = d. \quad (2)$$

En outre, la phase du battement (mesurée à l'aide d'une détection synchrone par exemple) fournit directement l'angle d'orientation de l'anisotropie d'absorption :

$$\angle I_{out}^{\Delta\nu}(t) = 2\phi + p\pi, \quad (3)$$

où $p = 0$ pour des mesures en transmission et $p = 1$ en réflexion.

La source bi-fréquence bi-polarisation implémentée utilise un laser commercial monomode à 488 nm de 40 mW, introduit dans une architecture du type Mach-Zehnder, où un modulateur acousto-optique sur un des bras introduit un décalage en fréquence de 80 MHz. Le système imageur à balayage laser avec une paire de miroirs galvanométriques permet d'acquérir des images de 250x256 pixels sur une scène de 2,5 mm de côté en 4 secondes environ. Les premières mesures de vérification sur un échantillon synthétique dont les paramètres étaient maîtrisés montrent que cette méthode permet de sonder complètement les propriétés optiques d'échantillons dichroïques (réflectance, degré et angle de dichroïsme) en une seule mesure, et de façon intrinsèquement découplée (Fig. 1). Ceci constitue un avantage très intéressant pour des applications biomédicales en raison de l'interprétabilité immédiate des images.

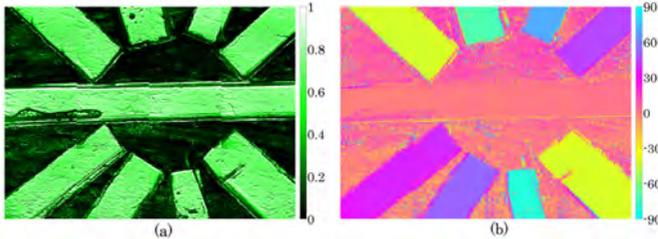


Fig. 1 : Degré de dichroïsme linéaire (a) et angle d'orientation (b) pour un échantillon synthétique de 10x7,5 mm constitué d'éléments dichroïques d'orientations variables.

CONCLUSION

Nous avons présenté une nouvelle configuration qui permet de caractériser complètement des échantillons dichroïques en une seule mesure en exploitant le principe de mesure par brisure d'orthogonalité. Les résultats montrent que cette technique fournit un contraste polarimétrique qui est constant indépendamment de l'orientation de l'échantillon. De plus, le fait que l'interaction avec un échantillon biréfringent ne provoquera pas de brisure d'orthogonalité [2] rend cette technique avantageuse pour le déport de la mesure par fibre pour des applications endoscopiques.

RÉFÉRENCES

- [1] F. Snik, J. Craven-Jones, M. Escuti, S. Fineschi, D. Harrington, A. De Martino, D. Mawet, J. Riedi, and J. S. Tyo, "An overview of polarimetric sensing techniques and technology with applications to different research fields," *Proc. of SPIE*, vol. 9099, p. 90990B, 2014.
- [2] J. Fade and M. Alouini, "Depolarization Remote Sensing by Orthogonality Breaking," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, p. 043901, 2012.
- [3] E. Schaub, J. Fade, N. Ortega-Quijano, C. Hamel, and M. Alouini, "Polarimetric contrast microscopy by orthogonality breaking," *J. Opt.*, vol. 16, p. 122001 (2014).
- [4] N. Ortega-Quijano, J. Fade, E. Schaub, F. Parnet, and M. Alouini, "Full characterization of dichroic samples from a single measurement by circular polarization orthogonality breaking," *Opt. Lett.*, vol. 40, pp. 1270–1273, 2015.

METHODE ANALYTIQUE D'EXTRACTION DES PARAMETRES POLARIMETRIQUES INTRINSEQUES SUR DES ECHANTILLONS BIREFRINGENTS

Noé Ortega-Quijano^{1,2}, Félix Fanjul-Vélez¹, José Luis Arce-Diego¹

¹ *Laboratoire de Techniques Optiques Appliquées, Universidad de Cantabria, Avenida de los Castros s/n, 39005 Santander, Espagne*

² *Département Optique et Photonique, Institut de Physique de Rennes, UMR 6251 Université de Rennes 1 – CNRS, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes, France*

noc.ortega@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Cet article présente une méthode analytique qui permet d'extraire la retardance intrinsèque et son orientation tridimensionnelle à partir de la mesure de la matrice de Mueller d'un échantillon uniaxe biréfringent pour deux angles différents d'illumination. Cette approche est validée avec des simulations de Monte Carlo, qui confirment la capacité de la méthode présentée pour préserver le contraste polarimétrique indépendamment de l'orientation relative de l'échantillon, ce qui est très pertinent pour des applications biomédicales.

MOTS-CLEFS : *polarimétrie ; biréfringence ; anisotropie intrinsèque ; Monte Carlo.*

1. INTRODUCTION

La prise en compte de la polarisation de la lumière dans les techniques d'imagerie optique médicale permet d'apporter des paramètres de contraste additionnels très pertinents du point de vue médical. Les méthodes conventionnelles d'analyse polarimétrique supposent que l'axe optique des milieux uniaxes est normal à la direction de propagation de la lumière. Pourtant, si l'axe optique est oblique par rapport à celle-ci, le contraste polarimétrique diminue. En fait, dans le cas le plus extrême, si le faisceau se propage dans la direction de l'axe optique il n'y a plus de contraste polarimétrique car le milieu uniaxe devient transversalement isotrope.

Deux méthodes ont été récemment proposées pour surmonter cette difficulté dans le domaine de la polarimétrie de Mueller et de la Tomographie de Cohérence Optique [1,2]. Cependant, elles utilisent des méthodes numériques approchées. Dans ce travail, nous présentons une nouvelle approche analytique qui permet d'extraire les paramètres intrinsèques de l'échantillon, évitant ainsi une perte de contraste polarimétrique pour les tissus dont l'orientation est oblique.

2. EQUATIONS ET VALIDATION PAR LA METHODE DE MONTE-CARLO

On a récemment démontré par le biais du formalisme de Jones généralisé et du calcul différentiel de Mueller que la retardation linéaire effective pour un échantillon biréfringent uniaxe est [3,4] :

$$\delta^{ef} = \delta \sin^2 \theta, \quad (1)$$

où δ est la retardation linéaire intrinsèque et θ est l'angle entre la direction de propagation de la lumière et l'axe optique de l'échantillon. On suppose un repère dont le plan xy est parallèle à la surface de l'échantillon. Si l'on considère un polarimètre de Mueller à angle d'incidence variable avec deux angles de mesure χ_1 et χ_2 (angles par rapport à z), l'analyse des matrices de Mueller mesurées fournit deux retardations effectives δ_1^{ef} et δ_2^{ef} . A partir de ces paramètres mesurés, l'angle d'orientation de l'axe optique θ (angle par rapport à z , dit polaire) peut être calculé par :

$$\theta = \operatorname{atan} \left[\frac{D \sin \chi_2 - \sin \chi_1}{D \cos \chi_2 - \cos \chi_1} \right]. \quad (2)$$

où $D = (\delta_1^{ef} / \delta_2^{ef})^{1/2}$. L'angle de l'axe optique ϕ (angle mesuré dans le plan xy , dit azimutal) peut être déterminé à partir de la mesure à un seul angle de mesure en utilisant les équations conventionnelles [4]. Finalement, la retardation intrinsèque est donnée par :

$$\delta = \frac{(\delta_1^{ef} \delta_2^{ef})^{1/2}}{\sin(\theta - \chi_1) \sin(\theta - \chi_2)}. \quad (3)$$

Ces équations analytiques permettent de remonter à la retardation intrinsèque de l'échantillon et à l'orientation tridimensionnelle de son axe optique à partir de la mesure de la matrice de Mueller pour deux angles différents d'illumination. Cette méthode a été vérifiée avec des simulations de Monte Carlo polarisé, en supposant une longueur d'onde de 632.8 nm, et un échantillon d'un millimètre d'épaisseur dont la biréfringence linéaire est $1.5 \cdot 10^{-4}$ et le coefficient de diffusion est 64.59 cm^{-1} , avec une anisotropie de diffusion de 0.92. Les résultats (Fig. 1) montrent que notre méthode fournit une caractérisation satisfaisante des propriétés anisotropes intrinsèques de l'échantillon, ce qui se traduit par une préservation du contraste polarimétrique pour n'importe quelle orientation de l'axe optique.

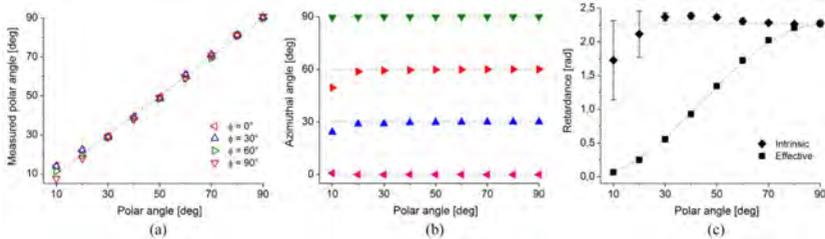


Fig. 1 : Comparaison de l'angle de longitude (a) et angle de latitude (b) calculés pour plusieurs orientations maîtrisées de l'axe optique, et (c) retardation intrinsèque obtenue.

CONCLUSION

Nous avons présenté une nouvelle méthode qui permet d'extraire les paramètres intrinsèques de l'échantillon, dont l'avantage par rapport aux solutions précédentes est qu'il s'agit d'une méthode analytique. La validation par le biais des simulations de Monte Carlo montre que cette méthode permet de mesurer précisément des paramètres intrinsèques et ainsi préserver le contraste polarimétrique pour des échantillons biréfringents dont l'orientation est oblique.

RÉFÉRENCES

- [1] N. Ugryumova, S. V. Gangnus, and S. J. Matcher, "Three-dimensional optic axis determination using variable-incidence-angle polarization-optical coherence tomography," *Opt. Lett.*, vol. 31, pp. 2305–2307, 2006.
- [2] M. A. Wallenburg, M. F. G. Wood, N. Ghosh and I. A. Vitkin, "Polarimetry-based method to extract geometry independent metrics of tissue anisotropy," *Opt. Lett.*, vol. 35, pp. 2570–2572, 2010.
- [3] N. Ortega-Quijano and J. L. Arce-Diego, "Generalized Jones matrices for anisotropic media," *Opt. Express*, vol. 21, pp. 6895–6900, 2013.
- [4] N. Ortega-Quijano, F. Fanjul-Vélez, and J. L. Arce-Diego, "Polarimetric analysis of birefringent tissues with three-dimensional optic axis orientation," *Biomed. Opt. Express*, vol. 5, pp. 287–292, 2014.

MODIFICATION DE LA FLUORESCENCE DE NANO-EMETTEURS PAR DES CRISTAUX PHOTONIQUES AUTO-ASSEMBLES POUR LA DETECTION DE MOLECULES POLLUANTES

C. Bourdillon¹, S. Gam-Derouich¹, Phan Ngoc Hong², P. Bénalloul¹, L. Coolen¹, A. Maître¹, M.-C. Fauré¹, M. Goldmann¹, C. Mangeney³ and C. Schwob¹

¹ Institut des NanoSciences de Paris, Université Pierre et Marie Curie, 75005 Paris, France

² Institute of Materials Science, Vietnam Academy of Science and Technology, Hanoi, Vietnam

³ ITODYS, Université Paris Diderot, 75013 Paris, France

celine.bourdillon@insp.jussieu.fr

RESUME

Les cristaux photoniques, tels que les opales, présentent des bandes interdites photoniques faisant d'eux des matériaux fortement étudiés pour la manipulation de la lumière, notamment celle émise par des nano-émetteurs fluorescents. De nombreuses structures aux propriétés innovantes basées sur une ou plusieurs modifications des propriétés structurales et optiques des opales furent développées ces dernières années. Nous synthétisons et caractérisons des hétéro-structures composées d'une couche de silice comprise entre deux opales de billes de silice. Ces structures ont la particularité d'avoir un fort effet sur la distribution angulaire de la lumière. Nous utilisons la réorientation de l'émission de nano-émetteurs filtrée par cette hétéro-structure particulière afin de détecter la présence de polluants et ainsi réaliser un capteur ultrasensible et multimoléculaire.

MOTS-CLEFS : cristaux photoniques, nano-émetteurs, manipulation de l'émission, capteur.

Comme ils permettent le contrôle de la propagation de la lumière, les cristaux photoniques trouvent de nombreuses applications en optoélectronique, dans le développement de cellules photovoltaïques et le design de détecteurs. Certains cristaux photoniques peuvent être d'origine naturelle, c'est le cas des opales qui sont composées de nano-billes de matériau diélectrique auto-organisées dans les trois dimensions dans une matrice d'air.

Il est possible de synthétiser des opales et ainsi contrôler leurs caractéristiques comme l'indice et la taille des billes. En effet, à partir de méthodes de synthèses simples, reproductibles et peu chères, nous obtenons des opales parfaitement auto-organisées à l'échelle nanométrique sur des étendues centimétriques. On peut les caractériser optiquement car elles présentent une bande de réflectivité, correspondant à une bande interdite photonique incomplète, dont les longueurs d'onde dépendent des caractéristiques de l'opale et de l'angle d'observation.[1] Ces techniques bottom-up permettent la réalisation de structures complexes pouvant intégrer, par exemple, une perturbation contrôlée de la périodicité du cristal (appelée défaut) et amener alors à l'apparition d'une bande passante à l'intérieur de la bande photonique interdite. Nous réalisons cette perturbation grâce à une couche de silice pulvérisée entre deux opales de billes de silice (figure 1-a). L'épaisseur de la couche permet le contrôle et la structuration d'un mode de défaut de grande amplitude et centrée sur la bande interdite comme le montrent les spectres de réflectivité de la figure 1-b [2].

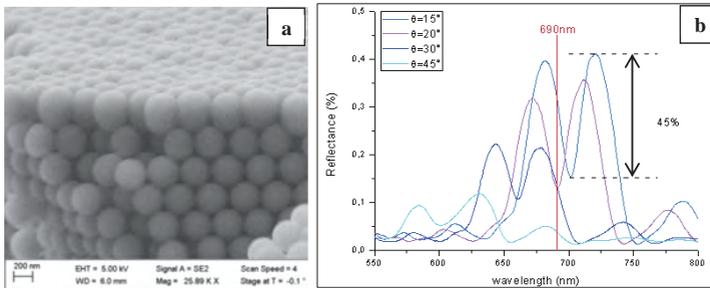


Figure 1 : a- Image MEB de la coupe d'une couche de silice déposée sur une opale de billes de silice. b- Spectres de réflectivité d'une hétérostructure composée d'une couche de silice déposée entre deux opales de billes de silice à différents angles.

Nous pouvons coupler les opales à des nano-émetteurs en regardant notamment l'émission de ces derniers à travers les premières. Dans ce cas, à un angle précis, la longueur d'onde du maximum de réflectivité peut correspondre à la longueur d'onde des nano-émetteurs et ainsi permettre la manipulation de la fluorescence de nano-émetteurs comme le ferait un réseau, une cavité optique ou un filtre. Si la longueur d'onde d'émission des nanocristaux correspond au maximum du défaut planaire (minimum du spectre de réflectivité), la réorientation de l'émission des nano-émetteurs peut être mise en évidence par des mesures de photoluminescence résolues en angles comme présenté dans la figure 2.

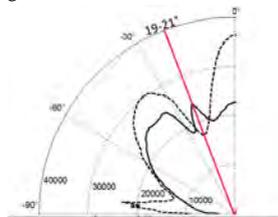


Figure 2 : Diagramme d'émission de nano-émetteurs à 690nm et à travers une opale avec (----) et sans (—) mode de défaut en silice pulvérisée.

La prochaine étape consiste à utiliser ce type d'hétérostructures pour réaliser des opales inverses composées de polymères à empreintes moléculaires [3] afin de détecter de façon ultrasensible plusieurs molécules sur un seul capteur grâce à la redirection de la fluorescence des nano-émetteurs.

REFERENCES

- [1] A. Avoine, PN. Hong, H. Frederich, J.-M. Frigerio, L. Coolen, C. Schwob, PT. Nga, B. Gallas, A. Maître, "Measurement and modelization of silica opal reflection properties: Optical determination of the silica index", *Phys. Rev. B*, **86**, 165432 (2012)
- [2] PN. Hong, P. Benalloul, L. Coolen, A. Maitre, C. Schwob, "A sputtered-silica defect layer between two artificial silica opals: an efficient way to engineer well-ordered sandwich structures", *J. Mater. Chem. C*, **1**, 5381 (2013).
- [3] N. Griffete, H. Friederich, A. Maître, C. Schwob, S. Ravaine, B. Carbonnier, M. Chehimi, C. Mangeney, "Introduction of a planar defect in a molecularly imprinted photonic crystal sensor for the detection of bisphenol A", *J. Colloid Interface Sci.*, **364**, 18 (2011).

POLARIMETRE DE MUELLER EN REFLEXION PAR CODAGE SPECTRAL DE LA POLARISATION UTILISANT UNE SWEPT SOURCE A 100 KHZ

Aymeric Le Gratiet, Sylvain Rivet, Matthieu Dubreuil et Yann Le Grand

Laboratoire de Spectrométrie et Optique Laser EA 938, Université de Brest, 29200 Brest, France.

matthieu.dubreuil@univ-brest.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un nouveau montage polarimétrique de Mueller basé sur le principe de codage spectral de la polarisation et utilisant une source laser à balayage rapide en longueur d'onde (swept source) à la cadence de 100 kHz. Le montage est proposé en réflexion et utilise donc un cube séparateur dont la réponse polarimétrique a été caractérisée. Nous présentons le schéma expérimental ainsi que les procédures de calibration associées, puis la validation de l'instrument sur des échantillons de référence. Cet instrument vise à être implémenté sur un microscope à balayage laser pour faire de l'imagerie multimodale (Mueller / OCT / multiphoton) sur des échantillons biologiques.

MOTS-CLEFS : *polarimétrie, microscopie, imagerie polarimétrique, biophotonique*

1. INTRODUCTION

Le LSOL s'intéresse depuis quelques années à la polarimétrie de Mueller par codage spectral de la polarisation [1]. Ce genre inédit de polarimètre permet de faire la mesure d'une matrice de Mueller en un temps record ($\approx \mu\text{s}$) grâce à l'utilisation de la longueur d'onde comme support de codage de la polarisation. En effet, toute la réponse polarimétrique de l'échantillon est contenue dans un spectre cannelé dont l'exploitation permet de remonter à la matrice de Mueller. Dans sa forme précédente [1], le polarimètre utilisait une source large bande (diode superluminescente), des lames biréfringentes (calcite) d'épaisseurs choisies, et un spectromètre (réseau + caméra CCD). Il a été développé pour caractériser de manière dynamique des échantillons en transmission (transparentes ou fins) dans un mode non-imageur. Pour répondre à l'intérêt grandissant de l'utilisation de la polarimétrie de Mueller pour l'imagerie des milieux biologiques (épais et diffusants), il a fallu apporter quelques modifications au montage pour le rendre plus compact et adapté à l'imagerie par balayage laser en réflexion. Nous présentons le nouveau montage polarimétrique de Mueller ainsi que les procédures de calibration associées, puis sa validation sur des échantillons de référence [2].

2. PRINCIPE DU POLARIMETRE

Le schéma du polarimètre est présenté sur la Figure 1. Par rapport à la configuration originale [1], la diode superluminescente a été remplacée par une source laser à balayage rapide en longueur d'onde (swept-source), les lames de calcite par des lames de YVO_4 et le spectromètre par une photodiode. La cadence d'acquisition des matrices de Mueller ne dépend ainsi de la cadence de balayage en longueur d'onde de la source (100kHz). A noter qu'un cube séparateur, dont l'influence doit être prise en compte via une procédure de calibration particulière, a été introduit pour permettre des mesures en réflexion [2]. Il a en effet été montré que la réponse polarimétrique du cube séparateur est loin d'être négligeable (forte biréfringence).

3. CALIBRATION, STABILITE ET VALIDATION SUR DES ECHANTILLONS DE REFERENCE

Pour tenir compte de la réponse polarimétrique exacte des différents éléments utilisés dans le montage une procédure de calibration a été développée, qui consiste à réaliser et à exploiter 4 mesures avec différentes orientations des 2 polariseurs étalons.

La stabilité de l'instrument, essentiellement due à la dilatation thermique des lames biréfringentes utilisées pour le codage de la polarisation, a été évaluée. Une procédure particulière a également été développée pour tenir compte de la dérive en température.

L'instrument a été validé par des mesures ponctuelles sur des échantillons de référence (polariseurs, lames de phase) et quelques images d'échantillons de référence ont également été réalisées (l'échantillon est alors déplacé dans le plan XY grâce à une platine motorisée).

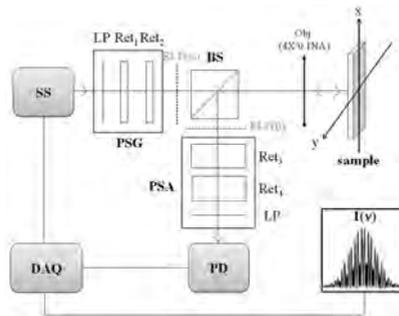


Fig. 1. Block diagram of the 100kHz-Mueller polarimeter in reflection. SS : Swept Source, DAQ: Data Acquisition board, PSG : Polarization State Generator, PSA : Polarization State Analyzer, LP : Linear Polarizer, RLP : Reference Linear Polarizer (for calibration), Ret : Retarder, Obj : Microscope Objective (4X/0.1NA), PD : Photodiode, BS : cube beamsplitter.

CONCLUSION

Dans cette configuration, le polarimètre pourra être intégré dans un microscope à balayage laser pour réaliser des images microscopiques en polarimétrie de Mueller. En effet, le temps d'acquisition d'une matrice de Mueller est égal à la durée de balayage en longueur d'onde de la source ($\approx 10\mu\text{s}$), ce qui correspond aux valeurs typiques de temps de résidence par pixel en microscopie confocale et non linéaire par exemple. Le contraste polarimétrique pourra ainsi être couplé avec d'autres contrastes issus de la microscopie à balayage laser (confocale/multiphotonique/...), et ceci à partir du même microscope (différentes images en quasi-simultané). Ce couplage servira à évaluer de manière plus exhaustive l'intérêt de la polarimétrie de Mueller pour l'étude d'échantillons biologiques.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Dubreuil, S. Rivet, B. Le Jeune and J. Cariou, "Snapshot Mueller matrix polarimeter by wavelength polarization coding", *Optics Express* **15**(21), 13660-13668, 2007
- [2] A. Le Gratiet, S. Rivet, M. Dubreuil and Y. Le Grand, "100kHz Mueller polarimeter in reflection configuration", *Optics Letters* **40**(4), 645-648, 2015

VIBROMETRIE LASER PAR REINJECTION OPTIQUE

Olivier Jacquin¹, Vadim Girardeau, Eric Lacot, Olivier Hugon, H. Guillet de Chatelus²

¹ Univ. Grenoble Alpes, LIPHY, F-38000 Grenoble, France

² CNRS, LIPHY, F-38000 Grenoble, France

Olivier.jacquin@ujf-grenoble.fr

RÉSUMÉ

Dans cet article nous présentons l'utilisation de la technique LOFI (laser optical feedback imaging) pour réaliser un vibromètre laser très sensible et large bande. La grande sensibilité de la technique LOFI doit permettre de réaliser un vibromètre limité au bruit photon et donc bien adapté à la mesure de vibrations dans des conditions peu coopératives. Des bursts de vibration d'amplitude nanométrique à une fréquence de 200Khz ont été ainsi mesurés.

MOTS-CLEFS : *Imagerie laser; Réinjection optique, Vibrométrie, photoacoustique*

1. INTRODUCTION

L'objectif de ce travail est d'utiliser les performances de la technique LOFI pour détecter des ondes acoustiques de faible amplitude (quelques Kpa) à des fréquences allant de 100Khz à plusieurs dizaines de MHz. La motivation de ce travail est de proposer une alternative à la détection piézoélectrique des signaux acoustiques en imagerie photoacoustique. Cette technique d'imagerie connaît un grand engouement en imagerie de milieux biologiques (diffusant) depuis quelques années car elle permet de coupler les propriétés de contraste des techniques d'imagerie optique et les propriétés de pénétration/profondeur des techniques d'imagerie ultrasonore. Une onde acoustique est générée par absorption optique de l'objet à imager, puis détectée généralement à l'aide d'une sonde piézoélectrique. L'objectif est donc de réaliser une détection optique présentant l'avantage d'être sans contact et large bande par rapport à une détection piézoélectrique.

2. TECHNIQUE LOFI

Le LOFI est une technique d'imagerie interférométrique hétérodyne extrêmement sensible qui met en jeu la dynamique des lasers. Elle permet de mesurer avec une grande précision le signal rétrodiffusé par une cible et d'en déduire sa carte de réflectivité et de phase (distance laser/cible) avec une précision spatiale de l'ordre du μm [1]. Dans cette méthode, l'interférence a lieu dans le laser, entre la lumière intra-cavité et la lumière rétrodiffusée par la cible à imager. La lumière rétrodiffusée est décalée en fréquence afin de créer un battement optique intra-cavité. La mesure de l'amplitude et de la phase de cette modulation permet de réaliser des images d'amplitude (c-à-d de rétrodiffusion) et des images de phase (c-à-d de profilométrie par exemple) d'objets non coopératifs dans des milieux diffusants. En effet, si la fréquence de décalage F (la fréquence du battement) est proche ou égale à fréquence de relaxation du laser F_R , on a alors une amplification de ce battement optique de l'ordre de $G_{\text{LOFI}} = 10^6$ avec un micro-laser Nd-YAG [2]. Dans cette technique d'imagerie, le laser joue donc à la fois le rôle de source et de détecteur. L'imageur LOFI présente alors l'avantage d'être auto-aligné et limité au bruit de photon [3]. Les images sont réalisées point par point en déplaçant le faisceau laser sur la cible à imager. Une mesure dynamique de la phase par la technique LOFI permet donc de faire de la vibrométrie dans des conditions peu coopératives : cible peu réfléchissante, cible distante, milieu diffusant, ...

3. VIBROMETRIE PAR TRANSFORMEE DE HILBERT

Dans le cas d'une cible animée d'un mouvement sinusoïdal à la fréquence f_v et d'amplitude $\delta(t)$, les expressions de la phase et du signal LOFI sont respectivement données par les équations 1 et 2.

$$\Phi(z,t) = \frac{2\pi}{\lambda} \delta(t) \cos(2\pi f_v t + \psi) \quad (1)$$

$$S_{LOFI} = 2\sqrt{R_{eff}} G_{LOFI}(F) \cos(2\pi Ft + \Phi(z,t)) \quad (2)$$

λ est la longueur d'onde faisceau optique, R_{eff} est la réflectivité effective de la cible. On peut alors déterminer la phase $\Phi(z,t)$ à l'aide d'une transformée de Hilbert à partir de l'équation 3.

$$\Phi(z,t) = \arctan\left(\frac{H(S_{LOFI})}{S_{LOFI}}\right) - 2\pi Ft \quad (3)$$

La figure 1 montre un burst de vibration mesuré à la surface d'un gel de PDMS et généré par une pastille piézoélectrique noyée dans le gel. On retrouve bien sur la figure 1 la forme et la durée du burst qui est un échelon de 10 millisecondes. On peut également constater sur la figure 1 que l'écart type de la ligne de bruit est de l'ordre de 2nm. Si on effectue la mesure directement sur la pastille piézoélectrique on a alors un bruit inférieur au nanomètre.

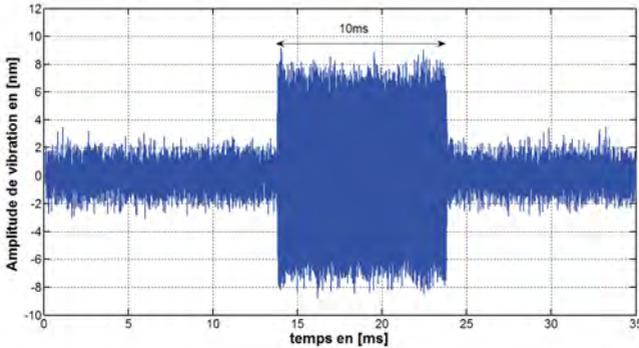


Fig. 1 : Burst mesuré avec la technique LOFI, $f_v=200\text{KHz}$ et $\delta(t)\approx 8\text{nm}$, 2000 cycles, période: 50ms, Puissance laser sur la cible= 4mW, distance laser/cible= 1m .

CONCLUSION

La technique LOFI semble être prometteuse pour la détection en surface d'onde acoustique et donc pour détecter du signal photoacoustique. Le travail futur va consister à appliquer le LOFI à la détection de signal photoacoustique et également à comparer les performances du LOFI à une technique plein champ. En effet, La méthode LOFI présente l'inconvénient de réaliser les images point par point c'est pourquoi nous développons en parallèle une technique plein champ basée sur un montage shearographique.

REFERENCES

- [1] K. Otsuka, "Self-Mixing Thin-Slice Solid-State Laser Metrology," Sensors, vol. 11, pp.2195-2245, 2011
- [2] E. Lacot, R. Day, F. Stoeckel, Laser optical feedback tomography, Opt. Lett. Vol.24, pp.744, 1999
- [3] Jacquin et al, "Acousto-optic laser optical feedback imaging", Optics Letters, Vol.37, pp.2514, 2012

CARACTERISATION DE NANOSTRUCTURES AUTO-ORGANISEES, GENEREES APRES IRRADIATION D'UN MATERIAU PAR DES IMPULSIONS LASER ULTRACOURTES.

Camille Hairaye^{1,2}, Thierry Engel^{1,2}, Frédéric Mermet¹, Joël Fontaine^{1,2}

¹ IREPA LASER, Parc d'Innovation, 67400 Illkirch, France

² Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur, de l'Informatique et de l'Imagerie (ICube), UDS-CNRS-
INSA-ENGEES, UMR 7357, 300 bd Sébastien Brant, CS 10413, 67412 Illkirch, France

chairaye@unistra.fr

RÉSUMÉ

En fonctionnalisation de surface, la micro- et nano-texturation par laser impulsif ultrabref présente un intérêt croissant dans l'industrie. Différents types de structures peuvent être obtenus par auto-organisation de la matière après irradiation laser : des nanostructures périodiques, appelées couramment *ripples*. Ces dernières montrent une direction privilégiée, qu'il est possible de contrôler par modification de la polarisation incidente sur l'échantillon. Par analyse et traitement numérique des acquisitions de ces *ripples*, prises au microscope électronique à balayage, il est possible d'obtenir des informations concernant les caractéristiques de ces structures.

MOTS-CLEFS : *Texturation ; Nanostructures ; Laser femtoseconde ; Polarisation.*

1. INTRODUCTION

La texturation de surface par laser à impulsions ultrabrèves, de l'ordre de la centaine de femtosecondes, est un procédé simple et rapide permettant de modifier les propriétés de la surface irradiée. Le contrôle des paramètres laser tels que la longueur d'onde, la fluence laser, le recouvrement des impacts ou encore la polarisation du faisceau, permet la génération de nanostructures auto-organisées appelées *ripples*, sur des matériaux métalliques [1].

Ces nanostructures périodiques présentent une direction préférentielle, perpendiculaire à la polarisation (rectiligne) incidente du faisceau [2,3]. Ainsi l'ajout d'une lame demi-onde dans le chemin optique permet de modifier la direction de ces *ripples*.

La caractérisation de ces *ripples* par des techniques de traitement d'image, comme la transformée de Fourier [4], est alors envisageable afin d'accéder à leurs dimensions et leur distribution.

L'objectif de la texturation est de conférer une fonction particulière à la surface traitée, afin d'en améliorer les performances en obtenant par exemple un effet de couleurs. Celui-ci est obtenu par diffraction de la lumière blanche (incohérente) sur ces nanoréseaux.

2. MOYENS EXPERIMENTAUX

Le laser utilisé pour les essais de texturation est le Tangerine développé par la société Amplitude Systèmes. C'est un laser impulsif fibré dopé à l'Ytterbium, délivrant des impulsions de 300 femtosecondes, à une longueur d'onde de 1030 nm, pour une énergie maximale par impulsion de 150 μ J, à des taux de répétition pouvant atteindre 2 MHz. Ce laser est intégré dans la plateforme de micro-usinage MUSE 3D (Micro-Usinage Système Expérimental 3D, Optec, Belgique). Le faisceau laser est focalisé sur l'échantillon grâce à une tête galvanométrique associée à une lentille F-Thêta de 100 mm de focale. La polarisation rectiligne du faisceau est modifiée en insérant dans le chemin optique une lame demi-onde.

Les caractérisations d'échantillons texturés ont été réalisées au microscope électronique à balayage (MEB) JSM-67000F de JEOL, sur le site de l'IPCMS (Institut de Physique et Chimie des

Matériaux de Strasbourg). L'avantage du MEB est la haute résolution latérale qu'il peut atteindre : jusqu'à 1,0 nm. Pour le traitement numérique des images de *ripples*, le logiciel IGOR Pro a été utilisé.

3. RESULTATS ET DISCUSSION

Les résultats de nano-texturation ont été obtenus sur des échantillons d'acier inoxydable 316L. Les paramètres laser prédominants dans la génération des *ripples* sont la fluence laser, le recouvrement des impacts et la polarisation du faisceau. Sur des matériaux métalliques, la période de ces nanostructures est légèrement inférieure à la longueur d'onde du laser [1].

Ainsi des *ripples* ont été obtenus pour une valeur de fluence de 1,2 J/cm² associée à un recouvrement des impacts de 70%. Leur orientation apparaît effectivement perpendiculaire à la direction de la polarisation incidente, que l'on a fait varier de 0° à 180° par pas de 10°. Il est donc possible d'observer l'évolution de la direction des ripples avec la polarisation, comme le montre la Fig.1 (b) et (c).

Par traitement numérique des images MEB avec le logiciel IGOR Pro, le profil transverse des images a permis de mesurer une périodicité des nanoréseaux d'environ 955 nm. La transformée de Fourier 1D de ce profil fait apparaître deux harmoniques (Fig.1 (d)). La première fréquence spatiale située à 1,035 μm^{-1} signifie que des structures de période ~966 nm apparaissent : elles correspondent aux *ripples*. Mais il ressort de cette analyse qu'un autre type de nanostructures est présent à la fréquence spatiale de 2,070 μm^{-1} , ce qui donne donc des structures de dimension ~483 nm. L'analyse de l'influence de ces structures submicroniques sur l'effet diffractif est en cours d'investigation.

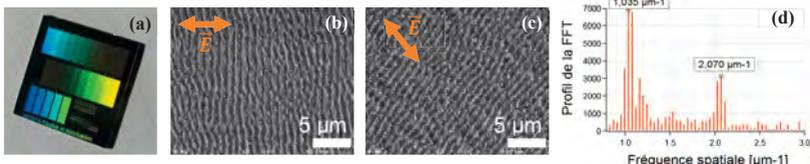


Fig. 1 : (a) Marquage coloré par diffraction / Images MEB de *ripples* pour 2 angles de rotation de la lame $\lambda/2$ différents, respectivement (b) 5° et (c) 30° / (d) Spectre de la Transformée de Fourier associée à (b).

CONCLUSION

L'auto-organisation d'un matériau métallique après irradiation laser fait apparaître des nanostructures périodiques. Leur orientation est facilement contrôlable par modification de l'orientation de la polarisation du faisceau laser. Le traitement numérique des images MEB de ces *ripples* permet d'accéder à plusieurs niveaux de dimensions de ces structures, qu'il faudra par la suite mettre en relation avec l'effet diffractif coloré obtenu.

La nano-texturation d'acier inoxydable par laser présente un intérêt pour des applications d'anti-contrefaçon et de traçabilité, notamment pour les secteurs du luxe. La caractérisation précise de ces nanostructures est alors primordiale.

REFERENCES

- [1] B. K. Nayak and M. C. Gupta, "Self-organized micro/nano structures in metal surfaces by ultrafast laser irradiation," *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 48, no. 10, pp. 940–949, Oct. 2010.
- [2] B. Dusser, Z. Sagan, H. Soder, N. Faure, J.-P. Colombier, M. Jourlin, and E. Audouard, "Controlled nanostructures formation by ultra fast laser pulses for color marking," *Optics express*, vol. 18, no. 3, pp. 2913–2924, 2010.
- [3] C. Hairaye, F. Mermet, T. Engel, P. C. Montgomery, and J. Fontaine, "Functionalization of surfaces by ultrafast laser micro/nano structuring," *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 558, p. 012063, Dec. 2014.
- [4] J. Bonse, J. Krüger, S. Höhm, and A. Rosenfeld, "Femtosecond laser-induced periodic surface structures," *Journal of Laser Applications*, vol. 24, no. 4, p. 042006, 2012.

CYTOMETRIE EN FLUX NON INVASIVE PAR REINJECTION OPTIQUE DANS UN MICROLASER YAG:Nd.

O. Hugon¹, M. Inglebert², O. Jacquin¹, H. Guillet de Chatelus², E. Lacot¹, C. Misbah², B. van der Sanden³

¹ Univ. Grenoble Alpes, LIPHY, F-38000 Grenoble, France

² CNRS, LIPHY, F-38000 Grenoble, France

³ Clinatex, INSERM UMR 1167, Grenoble, France

olivier.hugon@ujf-grenoble.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons dans cette étude un dispositif d'imagerie capable de mesurer à travers un milieu diffusant la vitesse, la taille et la concentration de microparticules dans un fluide circulant dans un canal microfluidique. Les mesures sont obtenues par réinjection optique dans un microlaser de la lumière rétrodiffusée par les particules. Le but, a terme, est d'avoir un système capable de surveiller la formation d'agrégats de globules rouges dans la circulation sanguine de façon non invasive, à travers la peau.

MOTS-CLEFS : *Cytométrie ; Réinjection optique ; Milieu diffusant ; Microfluidique.*

1. INTRODUCTION

Le sang est un fluide complexe dont la composition et les caractéristiques physiques nous renseignent sur l'état de santé d'un patient. La rhéologie du sang peut être modifiée par le phénomène d'agrégation de globules rouges qui se produit normalement lorsque le sang est au repos, mais qui peut également se produire dans la circulation à l'occasion de certaines pathologies, ou bien lors de séjours prolongés en micropesanteur. Des agrégats trop gros et trop nombreux peuvent provoquer des complications circulatoires entraînant un défaut de perfusion de certains tissus, risquant à terme leur nécrose. Leur surveillance est donc un enjeu important de santé pour les patients, comme pour les astronautes. L'objectif de ce travail est de proposer une méthode de surveillance continue et non invasive, donc capable de détecter et de caractériser la formation d'agrégats de globules rouges dans la micro vascularisation superficielle, à travers la peau. Pour cela, nous avons utilisé la technique d'imagerie LOFI (Laser Optical Feedback Imaging) capable de restituer une image de haute résolution d'un objet dans un milieu diffusant^[1]. Les premiers résultats que nous présentons ont été obtenus sur un milieu modèle constitué d'un circuit microfluidique diffusant la lumière.

2. PRINCIPE ET DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le LOFI est une technique d'imagerie interférométrique hétérodyne extrêmement sensible qui exploite la dynamique particulière des lasers dits de classe B. Elle permet de mesurer avec une grande précision le signal rétrodiffusé par une cible avec une précision spatiale de l'ordre du μm . Dans cette méthode, l'interférence a lieu dans le laser, entre la lumière intra-cavité et la lumière rétrodiffusée par la cible. La lumière rétrodiffusée est décalée en fréquence afin de créer un battement optique intra-cavité. La mesure de l'amplitude et de la phase de cette modulation par détection synchrone permet de réaliser des images d'amplitude (c-à-d de rétrodiffusion) et des images de phase (c-à-d de profilométrie par exemple) d'objets non coopératif dans des milieux diffusants. Par un phénomène de résonance dynamique interne au laser, l'amplitude du battement optique peut être amplifiée de plusieurs ordres de grandeurs. On peut ainsi mesurer des réflectivités de l'ordre de 10^{-13} (soit un photon rétrodiffusé sur 10^{13}) avec un laser de quelques milliwatts, dans une bande passante du kHz. Les images sont réalisées point par point en déplaçant le faisceau laser

focalisé sur la cible à imager. En plus de sa simplicité et de ses performances, cette méthode d'imagerie ne nécessite pas l'utilisation d'agents de contraste.

Les vaisseaux capillaires de l'épiderme ont été modélisés par des canaux microfluidiques moulés dans une matrice de polydiméthylsiloxane (PDMS) dans laquelle nous avons ajouté des nanoparticules de TiO_2 afin de le rendre diffusant comme le derme et l'épiderme [2]. A l'intérieur de ces canaux, nous avons fait circuler des globules rouges dans une solution à 0,1% d'albumine de sérum bovin (BSA) dans un tampon phosphate salin (PBS), avec des taux d'hématocrite variables. Le phénomène d'agrégation des globules rouges est induit pas l'adjonction de Dextran 70 (0 - 50 mg/l) [3].

3. RESULTATS

La caractérisation du phénomène d'agrégation est basée sur l'analyse d'images d'amplitude obtenues par balayages linéaires successifs du faisceau laser (line scans) le long d'un canal, dans le sens de la circulation (Fig. 1a). Comme les globules se déplacent entre deux balayages successifs, ces images sont composées de bandes inclinées. Leur inclinaison est inversement proportionnelle à la vitesse des globules, tandis que leur épaisseur est liée à la longueur des agrégats. Nous avons ainsi pu déterminer la distribution des tailles d'agrégats en circulation sur quelques minutes (Fig. 1b). On y distingue bien les différentes populations constituées de globules isolés et d'agrégats de 2, 3 ou 4 globules rouges.

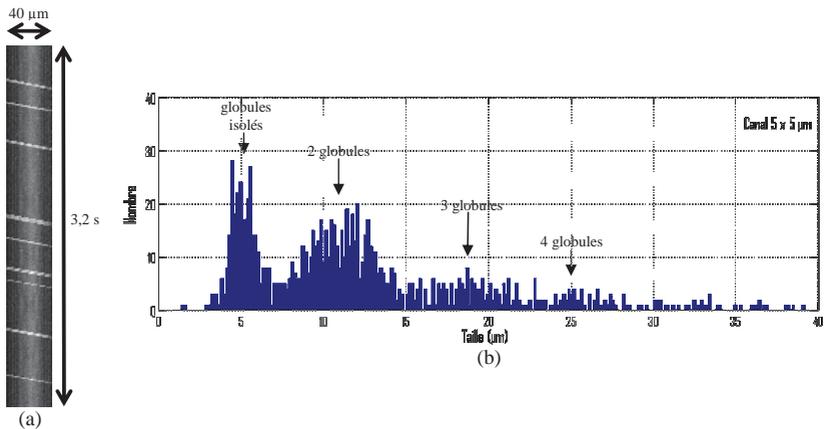


Figure 1 : exemple de line-scan (a) et distribution des tailles des agrégats (b).

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Nous avons montré qu'il était possible de quantifier l'importance du phénomène d'agrégation de globules rouges en circulation en continu et de façon non invasive grâce à la méthode d'imagerie LOFI sur un milieu modèle constitué d'un circuit microfluidique diffusant. La prochaine étape sera de valider cette technique *in-vivo*, sur le petit animal.

RÉFÉRENCES

- [1] W. Glastre, O. Jacquin, O. Hugon, H. Guillet de Chatellus, E. Lacot, Opt. Lett., vol. 37, p. 4821 (2012).
- [2] R. Long, T. King, T. Akl, M. Nance Ericson, M. Wilson, G. L. Coté, M. J. McShane, Biomed. Opt. Exp., vol. 2, p. 1877 (2011).
- [3] H. Bäumlner, B. Neu, E. Donath, H. Kiewewetter, Biorheology, vol. 36, p. 439-442 (1999).

ÉMISSION ET DETECTION EN RÉGIME MULTIFRÉQUENCE THZ AVEC UNE ANTENNE PHOTOCONDUCTRICE POUR DES APPLICATIONS EN SPECTROSCOPIE

Florin Lucian Constantin¹

¹ *Laboratoire PhLAM, CNRS UMR 8523, 59655 Villeneuve d'Ascq, France*

FL.Constantin@univ-lille1.fr

RÉSUMÉ

La conversion optoélectronique de fréquence du battement optique modulé de deux diodes laser sur une antenne photoconductrice permet de générer des ondes THz multifréquence qui sont exploitées en spectroscopie moléculaire. Alternativement, la détection hétérodyne THz est démontrée en exploitant la réponse électrique nonlinéaire et optique quadratique de l'antenne photoconductrice. Un multiplicateur de fréquence électronique opéré avec des pulses microonde synthétise une onde THz avec des composantes spectrales référencées en phase et accordables qui sont observées individuellement par détection hétérodyne.

MOTS-CLEFS : *antenne photoconductrice; détection hétérodyne; peigne de fréquences*

1. INTRODUCTION

L'antenne photoconductrice en GaAs épitaxiée à basse température a ouvert la voie à l'optoélectronique ultrarapide. Associant un matériau ayant un temps de réponse sub-ps, haute résistivité et haute mobilité des porteurs à une antenne planaire, le composant a été utilisé avec des lasers femtoseconde en spectroscopie THz résolue en temps [1]. La génération THz par différence de fréquence avec deux lasers monochromatiques [2] fournit une densité spectrale de puissance augmentée dans un dispositif compact avec une haute résolution. En variant l'écart en fréquence des lasers, un accord continu est assuré dans le domaine THz ce qui constitue l'avantage de l'approche par rapport à d'autres sources THz [3]. L'antenne photoconductrice a permis également la détection THz [4]. La couverture spectrale exceptionnelle de l'antenne est exploitée en spectroscopie moléculaire en étendant son fonctionnement en régime multifréquence.

2. REPONSES ELECTRIQUE, OPTIQUE ET THZ DE L'ANTENNE PHOTOCONDUCTRICE

La réponse de l'antenne photoconductrice est déterminée par les mécanismes de génération et recombinaison des porteurs. La nonlinéarité de la courbe courant-tension expérimentale à faible polarisation a été attribuée dans un modèle ohmique à la dépendance en fonction du champ appliqué de la vitesse et du temps de vie de porteurs. Lorsqu'on utilise un battement optique, la conductivité de l'antenne polarisée est modulée à la fréquence différence. Le courant alternatif génère un rayonnement THz qui est extrait du substrat avec une lentille Silicium et détecté avec un bolomètre. La puissance THz observée varie entre $\sim 1 \mu\text{W}$ à 0.2 THz et $\sim 10 \text{nW}$ à 2.2 THz pour un battement optique $2 \times 20 \text{ mW}$ et polarisation 10 V. La dépendance en décroissance est -6 dB/octave est attribuée à une réponse de l'antenne aux champs optiques déterminée par le temps de vie des porteurs ($\tau = 0.53 \text{ ps}$). Inversement, lorsqu'un champ THz est incident sur la conductance de l'antenne modulée à la fréquence du battement optique, la réponse électrique nonlinéaire donne lieu à un signal de détection hétérodyne à la différence des fréquences qui est sensible à la phase et l'amplitude du champ THz [5]. Un faisceau ayant une puissance de 0.9 mW à 100.1 GHz focalisé sur l'antenne avec un battement optique $2 \times 20 \text{ mW}$ et polarisation 40 mV donne lieu à un signal en domaine micro-onde ayant une amplitude de 2.8 μA , une largeur $\sim 1 \text{ MHz}$ déterminée par la pureté spectrale intrinsèque des lasers et un rapport signal sur bruit 25 dB dans une bande passante de 1 MHz.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX EN FONCTIONNEMENT MULTIFREQUENCE

Considérons le cas d'un champ optique ayant des composantes spectrales équidistantes à $\Omega_2 + n\Omega_m$ autour de la fréquence Ω_2 avec la périodicité Ω_m d'amplitude $E_{2,n}$ et phase $\phi_{2,n}$. Un battement avec un champ optique à Ω_1 d'amplitude E_1 et phase ϕ_1 permet de générer dans l'antenne photoconductrice un courant alternatif avec une dépendance spectrale autour de la fréquence centrale $\omega = \Omega_2 - \Omega_1$: $I(t) = \sum_n I_n \cos((\omega + n\Omega_m)t + \phi_n)$, où l'intensité I_n est proportionnelle au produit des amplitudes $E_{2,n}E_1$ et la phase $\phi_n = \phi_{2,n} - \phi_1$. Le champ électrique THz généré est proportionnel au courant $I(t)$. L'antenne photoconductrice utilise le battement optique entre deux diodes laser asservies en fréquence, dont une est décalée en fréquence avec un modulateur acousto-optique piloté par un synthétiseur. La modulation du battement optique génère un champ THz multifréquence. Les raies d'absorption moléculaire détectées avec un bolomètre par détection synchrone à Ω_m sont utilisées comme discriminateurs pour l'amplitude et la phase des composantes spectrales. Fig. 1.A. présente les raies rotationnelles ($J=9, K=1-6$) de $^{12}\text{CH}_3\text{Cl}$ détectées par modulation d'amplitude. L'accord est réalisé en décalant la fréquence du synthétiseur et en orientant successivement le modulateur acousto-optique pour optimiser l'efficacité de diffraction à la fréquence des raies. L'absorption moléculaire est superposée sur un profil spectral large déterminé par l'efficacité du modulateur acousto-optique. Alternativement, le signal du synthétiseur est modulé en fréquence à 50 kHz avec une profondeur de 50 kHz. L'insertion présente la raie ($J=9, K=3$) et, pour comparaison, la détection par modulation d'amplitude.

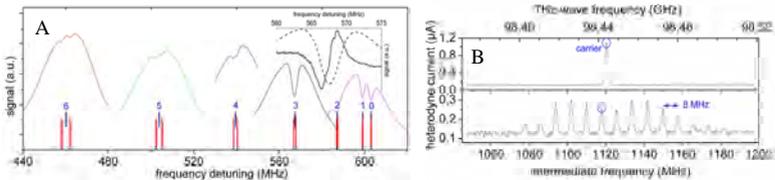


Fig. 1 : A. Spectre de $^{12}\text{CH}_3\text{Cl}$ enregistré avec un champ THz modulé et les positions prédites des raies. Pression 2 Pa, temps d'acquisitions 200 ms/point. B. Détection hétérodyne. Puissance optique 2×20 mW, polarisation 173 mV, bande passante 300 kHz, temps d'acquisition 4 ms, 16 moyennes.

Inversement, un multiplicateur électronique de fréquence piloté par un synthétiseur microonde pulsé avec un synthétiseur radiofréquence est utilisé pour générer un champ THz multifréquence. Les synthétiseurs sont référencés en phase par rapport à un oscillateur quartz. L'approche permet de contrôler la fréquence centrale, la largeur du peigne de fréquences et l'espacement des composantes spectrales. Un signal à 98.44 GHz modulé par impulsion à 8 MHz avec un taux de remplissage 50% est détecté avec un battement optique non modulé (Fig. 1.B.). Le courant présente des composantes spectrales résolues individuellement sur un intervalle de ~ 100 MHz qui sont espacées par un écart correspondant à la fréquence des impulsions.

RÉFÉRENCES

- [1] P. R. Smith, D. H. Auston, and M. C. Nuss, "Subpicosecond photoconducting dipole antennas," *IEEE J. Quantum Electr.*, vol. 24, pp. 255–260, 1988.
- [2] E. R. Brown, K. A. McIntosh, K. B. Nichols, and C. L. Dennis, "Photomixing up to 3.8 THz in low-temperature-grown GaAs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 66, pp. 285–287, 1995.
- [3] A. Barkan, F. K. Tittel, D. M. Mittleman, *et al.*, "Linewidth and tuning characteristics of THz quantum cascade lasers," *Opt. Lett.*, vol. 29, pp. 575–577, 2004; J. C. Pearson, B. J. Drouin, A. Maestrini, *et al.*, "Demonstration of a room temperature 2.48–2.75 THz coherent spectroscopy source," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 82, pp. 093105-1–093105-9, 2011.
- [4] S. Verghese, K. A. McIntosh, S. Calawa, *et al.*, "Generation and detection of coherent terahertz waves using two photomixers," *J. Appl. Phys.*, vol. 73, pp. 3824–3826, 1998.
- [5] F. L. Constantin, "Phase-coherent heterodyne detection in the terahertz regime with a photomixer," *IEEE J. Quantum Electr.*, vol. 47, pp. 1458–1462, Nov. 2011.

CARACTERISATION D'UN ELEMENT OPTIQUE DIFFRACTIF REALISE PAR USINAGE AU LASER A PULSATION ULTRA-COURTE

Grégoire R. Chabrol¹, Adeline Ciceron¹, Pierre Pfeiffer¹, Manuel Flury¹, Sylvain Lecler¹

¹ Laboratoire ICube UMR 7357, 300 bd Sébastien Brant - CS 10413 - F-67412 Illkirch Cedex, France

g.chabrol@ecam-strasbourg.eu

RÉSUMÉ

Cet article présente les travaux d'usinage d'élément optique diffractif par laser à impulsion ultra courte sur du BK7, ainsi que la caractérisation topographique de la surface et de l'efficacité diffractive. Un réseau binaire d'une période de 20,85 μm , d'une profondeur et de largeur de 0,67 μm et de 8,78 μm respectivement, a été réalisé. Son efficacité diffractive mesuré de 27 % a été corroborée par les résultats de l'étude théorique faite par Méthode Modale de Fourier.

MOTS-CLEFS : *élément optique diffractif; usinage laser; femto-seconde ; réseau*

1. INTRODUCTION

Le champ d'application des Eléments Optiques Diffractif (EOD) est vaste, allant de la mise en forme de faisceau laser au traitement de l'image. La fabrication d'EODs est un processus nécessitant généralement plusieurs étapes [1]. Premièrement, la déposition d'une mince couche photosensible, suivi par l'alignement du masque, l'exposition à la lumière puis l'attaque chimique des zones révélées. Ce procédé est répété autant de fois que l'EOD à de niveaux, donnant lieu à un procédé long, laborieux et coûteux.

La présente étude fait appel aux techniques d'usinage laser par impulsion ultra-courte pour la réalisation rapide d'EOD. L'utilisation de pulsation femto-seconde permet de dépasser le verrou scientifique que posait l'absorption de la lumière dans les matériaux transparents. Grâce à l'évolution des sources lasers à impulsions ultra-courtes, les phénomènes optiques non-linéaires, comme le claquage optique et l'absorption multi-photonique sont possibles [2], et de nouveaux matériaux peuvent maintenant être usinés, ouvrant de nouveaux horizons au prototypage rapide d'EODs.

2. PROCEDURE EXPERIMENTALE

L'EOD a été réalisé sur un échantillon de BK7 ($n = 1.515$ à 632.8 nm) par un laser femto-seconde Amplitude Tangerine, combiné à des tables de déplacements hautes performances à moteur linéaire d'Aerotech. La fonctionnalisation de la surface s'est faite grâce à un faisceau d'une longueur d'onde de 343 nm, d'une durée de pulsation de 350 fs et une énergie de 20 μJ , focalisé par un objectif de microscope $\times 15$ de focale 13 mm donnant un spot théorique de 1,34 μm . Une fois le seuil d'ablation trouvé, chaque sillon de l'échantillon était usiné suivant un balayage ligne par ligne avec un recouvrement de 80 %.

La caractérisation par Microscopie à Balayage Electronique (MEB) s'est faite sur un modèle Hirox SH-4000M. Les reconstitutions 3D ont été créées à partir des images de MEB avec le logiciel Mountain. La caractérisation par profilomètre optique a été réalisée sur deux microscopes interférométriques à lumière blanche, un Zygo NewView 7200 et un Leitz-Linnik. Ces résultats ont servis pour l'étude théorique faite avec une Méthode Modale de Fourier permettant la simulation électromagnétique rigoureuse [3]. L'efficacité diffractive du réseau binaire a été mesurée à 632.8 nm avec un laser HeNe.

3. RESULTATS

La topographie de l'EOD obtenue par MEB peut être observée sur la figure 1 et celle obtenue par interférométrie sur la figure 2. Les mesures effectuées sur l'échantillon par interférométrie et MEB donnent des valeurs similaires.

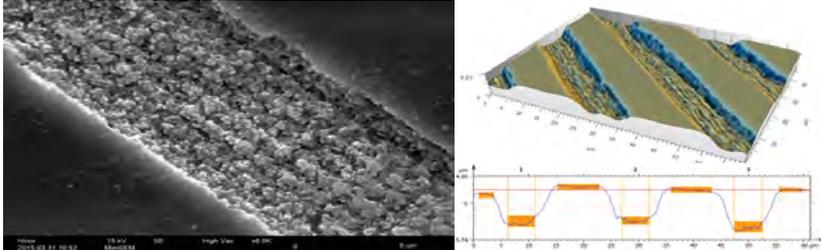


Figure 1: a) Image au MEB d'un sillon du réseau, b) reconstitution 3D de la surface obtenu à partir des images MEB et c) profil du réseau obtenu à partir de la reconstitution 3D

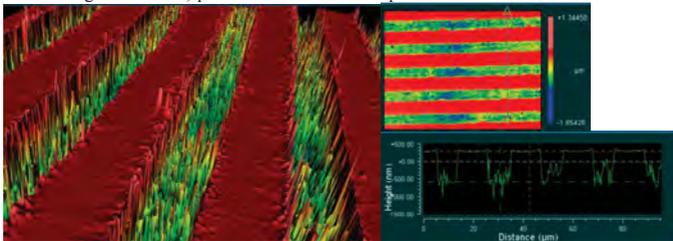


Figure 2: a) Reconstitution 3D de la surface par interférométrie, b) image interférométrique et c) profil de la surface du réseau

La moyenne de la profondeur de sillon est de $0,67 \mu\text{m}$, la période $20,85 \mu\text{m}$ et la largeur des sillons $8,78 \mu\text{m}$. Ces résultats ont été utilisés pour la simulation par une Méthode Modale de Fourier. Avec un facteur de remplissage du réseau est 57% , l'efficacité de diffraction dans l'ordre 1 ou -1 (donnant un angle de $1,15^\circ$) est de 34% en tenant compte des pertes de la seconde interface (substrat verre sur air). L'efficacité mesurée du premier ordre (angle de $1,37^\circ$) est de 27% avec un montage classique avec un laser He-Ne filtré spatialement.

4. DISCUSSION & CONCLUSION

La différence entre la mesure et la simulation à la fois pour l'efficacité et l'angle s'explique par les imperfections topographiques de l'échantillon. Grâce à la reconstitution 3D faite à partir d'images MEB, il est facile de se rendre compte que les bords des sillons présentent un angle différent de 90° . De plus, comme il est visible sur la figure 1, le fond des sillons est irrégulier. Pour la simulation, le fond des sillons était plat.

Les résultats encourageant de cette étude prouve la faisabilité du prototypage rapide d'EOD par usinage laser à impulsion ultra-courte. La suite de cette étude portera sur l'optimisation de l'état de surface du fond des sillons et à la réduction de l'angle des bords des sillons. D'autres matériaux transparents utilisés en photonique seront également testés.

REFERENCES.

- [1] Donald C O'Shea *et al.* Diffraction Optics: Design, Fabrication, and Test, 2003
- [2] Richard Williams. Electric field induced light absorption in cds. 1960.
- [3] Programme CGrating Auteur : Nikolay Lyndin <https://mcgrating.com/>

CARACTERISATION DE NANO-OBJETS METALLIQUES PAR ANALYSE CONJOINTE TOPOGRAPHIE-PHOTONS POUR L'OPTIMISATION DE POINTES SNOM

Patrick HSIA¹, Sylvie MARGUET², Sergei KOSTCHEEV³, Renaud BACHELOT³, Ludovic DOUILLARD¹, Fabrice CHARRA¹, Céline FIORINI-DEBUSSCHERT¹

¹ Lab. De Nanophotonique – CEA Saclay SPEC UMR 3680, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

² Lab. Francis Perrin – CEA Saclay NIMBE URA 2453, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

³ ICD - LNIO – CNRS UMR 6281 Université de Technologie de Troyes, 10010 Troyes

patrick.hsia@cea.fr

RÉSUMÉ

Nous avons entrepris l'étude d'exaltation de champ électromagnétique à la surface d'un nano-objet unique et ce, pour divers échantillons possédant des caractéristiques géométriques différentes. Pour cela, nous avons associé un microscope à force atomique (AFM) conjointement à une mesure de la luminescence à 2 photons (L2P).

MOTS-CLEFS : *luminescence à 2 photons ; exaltation de champ ; AFM*

1. INTRODUCTION

Le microscope optique en champ proche (SNOM) est une technique de sonde locale permettant de dépasser la limite de résolution. Toutefois, le signal récupéré est faible et difficilement dissociable du signal d'excitation, ce qui limite la résolution. Pour contourner cette difficulté, un nouveau concept dit de « sondes actives » a été proposé : l'extrémité de ce type de sonde est fonctionnalisée par un objet émissif (luminescent ou SHG [1] – méthode présentée dans la session JNPO, voir abstract correspondant) qui émet à une longueur d'onde différente de celle de l'excitation créant ainsi une nano-source secondaire directement utilisable pour l'imagerie optique en champ proche. Quel que soit l'objet ou le type d'émission considéré, la résolution du SNOM à sonde active est directement liée à la taille de la source secondaire créée. Afin de réduire la taille de la sonde au maximum sans augmenter la puissance de l'excitation, une idée consiste à tirer parti d'effets d'exaltation (type singularité géométrique ou effets plasmoniques) se produisant au niveau d'objets nanométriques jouant le rôle d'antenne optique.

2. ANALYSE CONJOINTE TOPOGRAPHIE - PHOTONS

Les facteurs d'exaltation tirés de la littérature peuvent atteindre des valeurs très élevées telles que 4000 en intensité [2]. Il s'agit principalement de résultats de simulation numérique. Notre démarche est d'estimer expérimentalement ces effets d'exaltation. Dans ce cadre, nous avons entrepris une étude comparative sur différents types de nanofils d'or, bien connus pour être le siège de plasmons de surface pouvant donner lieu à des exaltations locales de champ : (1) nanofils réalisés par lithographie électronique, (2) nanofils synthétisés par chimie colloïdale, (3) fil affiné par attaque électrochimique dont l'apex présente un rayon de courbure de l'ordre de 20 nm ou (4) nanotriangles fabriqués par lithographie électronique et dont l'un des sommets présentant une pointe.

Afin de mener à bien cette étude comparative, et notamment dans l'objectif de mieux comprendre l'influence des caractéristiques géométriques et/ou cristalline des objets, des caractérisations simultanées de la topographie des différents objets considérés et de leurs propriétés de (L2P) ont été effectuées au moyen d'un AFM associé à un microscope inversé et couplé avec un laser femtoseconde. La L2P est directement liée à la densité locale d'états électromagnétiques et s'avère donc bien adaptée pour caractériser les effets d'exaltation locale de champ [3]. Un exemple

de mesure corrélée obtenue sur un nanofil d'or colloïdal est présenté en figure 1. Le laser est focalisé par un objectif de grande ouverture numérique d'un microscope inversé. L'échantillon et la pointe sont portés par deux systèmes piézoélectriques indépendants permettant d'aligner la pointe et l'échantillon, réglage clef pour l'expérience. Le signal de L2P repasse par le même objectif et est envoyé vers une chaîne de détection.

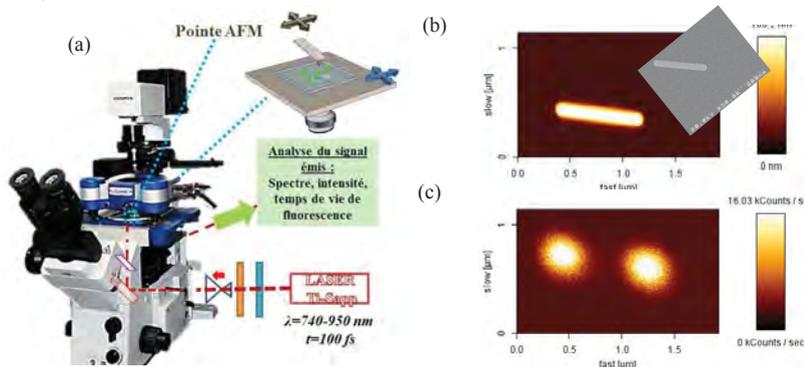


Figure 1 : (a) Couplage d'un laser femtoseconde avec une pointe AFM à travers un microscope inversé b) Image AFM d'un fil d'or issu de chimie colloïdale. Inset : Image MEB de ce même fil. c) cartographie des zones d'exaltation de champ associé au fil présenté en (b) à la résonance plasmonique et avec la polarisation du champ électrique dans l'axe du fil. Les exaltations ont lieu en bords de fil, comme attendu.

CONCLUSION

L'utilisation d'un AFM couplé à un faisceau laser focalisé permet l'analyse conjointe de la L2P tout en connaissant la géométrie de l'objet. Des facteurs d'exaltation de 2 à 18 ont été trouvés sur les différents nanofils étudiés. Au-delà des caractéristiques géométriques, nous avons remarqué que la cristallinité et/ou de la rugosité des nanostructures a (ont) une influence sur le spectre d'émission du signal de L2P : dans le cas du fil colloïdal, nous observons 2 pics que nous ne retrouvons pas dans le cas du fil lithographié. L'explication serait attribuée à la cristallinité de l'objet considéré [4]. Malgré ces différences, les niveaux de signal de L2P obtenus sont assez similaires pour les fils, quelle que soit la nature cristalline de l'échantillon.

Ces caractérisations permettront notamment de fabriquer une sonde active à partir des objets présentant les meilleures exaltations de champ.

RÉFÉRENCES

- [1] I. Berline, C. Fiorini-Debuisschert, C. Royal, L. Douillard, et F. Charra, « Molecular second harmonic generation induced at a metallic tip », *J. Appl. Phys.*, vol. 104, n° 10, p. 103113-103113-6, nov. 2008.
- [2] P. Zijlstra, P. M. R. Paulo, et M. Orrit, « Optical detection of single non-absorbing molecules using the surface plasmon resonance of a gold nanorod », *Nat. Nanotechnol.*, vol. 7, n° 6, p. 379-382, juin 2012.
- [3] S. Viarbitskaya, A. Teulle, R. Marty, J. Sharma, C. Girard, A. Arbouet, et E. Dujardin, « Tailoring and imaging the plasmonic local density of states in crystalline nanoprisms », *Nat. Mater.*, vol. 12, n° 5, p. 426-432, mai 2013.
- [4] K. Imura, T. Nagahara, et H. Okamoto, « Near-Field Two-Photon-Induced Photoluminescence from Single Gold Nanorods and Imaging of Plasmon Modes », *J. Phys. Chem. B*, vol. 109, n° 27, p. 13214-13220, juill. 2005.

Remerciements :

Les auteurs remercient l'Agence Nationale de la Recherche pour l'aide financière apportée à ce travail au travers du projet ANR-13-nano-SAMIRé.

LASER A SEMICONDUCTEUR A 852 NM BIFREQUENCE POMPE OPTIQUEMENT POUR LES HORLOGES ATOMIQUES CPT

P. Dumont¹, J.-M. Danet², D. Holleville², S. Guerandel², G. Bailly³, L. Morvan³, G. Pillet³,
D. Dolfi³, I. Gozhyk^{1,4}, G. Beaudoin¹, I. Sagnes¹, P. Georges¹, G. Lucas-Leclin¹

¹Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud 11, Palaiseau, France

²LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Paris, France

³Thales Research & Technology, Palaiseau, France

⁴Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS UPR20, Marcoussis, France

paul.dumont@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un laser à semiconducteur en cavité externe pompé optiquement, émettant sur deux fréquences optiques polarisées perpendiculairement, destiné au piégeage cohérent d'atomes (CPT) de Cs. L'émission est accordable autour de 852 nm. La différence de fréquence est ajustée grâce à une lame électro-optique autour de 9,2 GHz. La longueur d'onde du mode ordinaire est stabilisée sur la raie D₂ du Cs et la différence de fréquence est asservie sur un signal de référence RF. En fonctionnement stabilisé, nous caractérisons les sources de bruits du laser afin d'évaluer les performances du laser en vue de son application dans une horloge atomique CPT.

MOTS-CLEFS : *Laser bifréquence ; VECSEL ; Horloges atomiques ; CPT*

1. INTRODUCTION

Le piégeage cohérent de population (CPT) est d'un grand intérêt pour la réalisation d'horloges atomiques compactes [1]. Cette technique repose sur une interrogation optique de la transition micro-onde de la structure hyperfine de l'état fondamental de l'atome par excitation sur un niveau excité commun. Pour les horloges à Cs, elle nécessite l'utilisation de deux faisceaux laser en phase, à 852 ou 894 nm, et dont la différence de fréquence est réglable à 9,2 GHz. Une solution pour obtenir ces faisceaux laser à faible bruit d'intensité et de fréquence, consiste à réaliser un laser à semiconducteur à émission par la surface en cavité externe (VECSEL) produisant une émission bifréquence [2]. Nous évaluons ici un VECSEL pompé optiquement, émettant simultanément deux modes longitudinaux polarisés perpendiculairement autour de 852 nm dont l'écart de fréquence est réglable dans le domaine GHz [3]. Les niveaux de bruit de cette source ont été caractérisés afin d'établir les performances attendues pour l'horloge CPT.

2. DESCRIPTION DE LA SOURCE LASER

La cavité laser est constituée d'une structure active semiconductrice et d'un miroir de sortie monté sur une céramique piézo-électrique. La structure semiconductrice est composée d'un miroir de Bragg hautement réfléchissant à 852 nm et du milieu à gain formé de 7 puits quantiques [3]. La cavité laser, longue de 10 mm assure un intervalle spectral libre d'environ 12 GHz supérieur à la différence de fréquence $\Delta\nu_0 = 9,2$ GHz visée. La source de pompage est une diode laser fibrée émettant une puissance de 1 W à 670 nm. L'émission bipolarisée est obtenue grâce à une lame biréfringente de vanadate d'yttrium (YVO₄) qui induit une séparation spatiale des deux faisceaux de polarisations croisées de 50 μ m sur la structure. Les deux faisceaux partagent la même cavité laser, et sont ainsi soumis aux mêmes fluctuations thermiques et mécaniques. Un étalon Fabry-Perot (FP) en silice impose un fonctionnement laser monofréquence sur chaque polarisation. L'écart de fréquence entre les deux faisceaux polarisés $\Delta\nu$ dépend de l'intervalle spectral libre de la cavité et de la biréfringence de la cavité [3]. Cette dernière est contrôlée grâce à un modulateur électro-optique (EO), par la température ou la tension appliquée à celui-ci.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET CONCLUSION

En fonctionnement bifréquence, la puissance émise est de 8 mW à 852 nm par polarisation. La température de l'EO permet de régler grossièrement la différence entre les fréquences optiques $\Delta\nu$ de ~ 1 GHz/K. En modifiant ces paramètres, nous avons observé une accordabilité continue de $\Delta\nu$ sur une bande de ~ 1 GHz. Un montage d'absorption saturée du césium est utilisé pour verrouiller la longueur d'onde du mode polarisé ordinairement sur la raie D₂ par rétroaction sur la céramique piézo-électrique, tandis que $\Delta\nu$ est asservi sur un oscillateur radiofréquence par une boucle à verrouillage de phase (OPLL) avec rétroaction sur la tension appliquée à l'EO (Fig 1 (a)).

La caractérisation des bruits du laser (intensité et fréquence) permet d'évaluer l'impact de ces bruits sur la stabilité court-terme de l'horloge. Le bruit d'intensité relatif (*RIN*) du laser, sur chaque polarisation, atteint -115 dB/Hz sur la gamme de fréquences 10 Hz - 100 kHz et est limité par le transfert de celui de la diode de pompe. La mesure de la corrélation des bruits d'intensité montre un fonctionnement anti-corrélé en dessous de 2 MHz puis corrélé au-delà, un comportement qui est l'analogie des oscillateurs mécaniques fortement couplés [2]. Le bruit de fréquence optique est limité par des vibrations mécaniques de la cavité en dessous de 1,5 kHz et par les fluctuations thermiques induites par la diode de pompe au-delà. En fonctionnement asservi le bruit de phase résiduel du battement, mesuré par mixage du signal de battement avec le signal du même oscillateur servant à l'asservissement, est réduit à un niveau inférieur à -90 dBrad²/Hz sur la plage 100 Hz – 10 MHz [3].

Le *RIN* du VECSEL bifréquence s'avère être aujourd'hui le paramètre limitant les performances de l'horloge à un niveau de stabilité de $1,6 \times 10^{-12}$ à une seconde (écart-type d'Allan). Cette limite peut être dépassée par une rétroaction sur la puissance laser et la normalisation en intensité du signal CPT [3], [4], qui permet d'envisager une stabilité d'horloge de 3×10^{-13} à une seconde correspondant à l'état de l'art des horloges atomiques CPT [4].

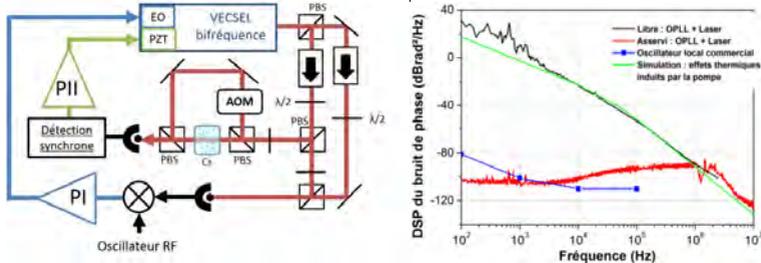


Fig. 1 : (a) Montage expérimental de stabilisation du laser bifréquence. PBS : Cube polariseur ; PI : Correcteur proportionnel intégral ; PII : Correcteur proportionnel double intégrateur. (b) Bruit de phase résiduel du battement RF.

Remerciements : Les auteurs remercient la Direction Générale de l'Armement, le Labex FISRT-TF et le réseau RENATECH pour leur soutien financier à ce projet.

RÉFÉRENCES

- [1] J. Vanier, "Atomic clocks based on coherent population trapping: a review," *Appl. Phys. B*, vol. 81, no. 4, pp. 421–442, Jul. 2005.
- [2] S. De, V. Pal, a El Amili, G. Pillet, G. Baili, M. Alouini, I. Sagnes, R. Ghosh, and F. Bretenaker, "Intensity noise correlations in a two-frequency VECSEL," *Opt. Express*, vol. 21, no. 3, pp. 2538–50, Feb. 2013.
- [3] P. Dumont, F. Camargo, J. Danet, D. Holleville, S. Guerandel, G. Baili, L. Morvan, D. Dolfi, I. Gozhyk, G. Beaudoin, I. Sagnes, P. Georges, and G. Lucas-leclin, "Low-noise dual-frequency laser for compact Cs atomic clocks," *J. Light. Technol.*, vol. 32, no. 20, pp. 3817–3823, 2014.
- [4] J. Danet, O. Koslova, P. Yun, S. Guérandel, and E. de Clercq, "Compact atomic clock prototype based on coherent population trapping," *Eur. Phys. Journal, Web Conf.*, 2014.

REPRÉSENTATION ADAPTATIVE OPTIMALE D'IMAGES POLARIMÉTRIQUES POUR LA DÉTECTION DE BALISES POLARISÉES À TRAVERS LE BROUILLARD

Swapnesh Panigrahi, Julien Fade, Mehdi Alouini

Institut de Physique de Rennes UMR CNRS 6251, Université de Rennes 1, 35042 Rennes, France

swapnesh.panigrahi@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un traitement d'image optimal permettant de maximiser le contraste d'une balise polarisée imagée dans des conditions de visibilité dégradées (brouillard, brume, nuages) sur de longues distances (plus d'un km) grâce à une caméra polarimétrique instantanée. Nous montrons que la représentation adaptative optimale, qui dépend de la corrélation entre les fluctuations de bruit des deux images polarimétriques, améliore le contraste dans toutes les conditions climatiques par rapport à une simple différence d'images polarimétriques, moins performante lorsque les conditions de visibilité sont faibles. L'expression analytique du gain en contraste obtenu avec cette représentation optimale est également obtenue, en très bon accord avec les résultats expérimentaux.

MOTS-CLEFS : *imagerie polarimétrique, imagerie en milieux diffusants, estimation/détection statistique*

1. INTRODUCTION

L'estimation et la détection de sources lumineuses actives au sein de milieux turbides a de nombreuses applications dans des domaines tels que l'imagerie médicale, la navigation et la vision industrielle [1, 2]. L'imagerie polarimétrique est l'une des techniques qui a été utilisée pour améliorer le contraste en milieux turbides. En général, l'imagerie polarimétrique fournit une image multidimensionnelle qui a besoin d'être réduite à une seule image pour être interprétée ou pour la détection automatisée par un algorithme semi-supervisé. L'image finale est faite de telle manière que le contraste des non-uniformités polarimétriques, dans l'image de la scène, soit maximisé. Dans ce travail, nous présentons l'amélioration du contraste d'une source lumineuse polarisée à travers le brouillard à l'aide d'un contraste polarimétrique optimal qui diffère des représentations usuellement utilisées en imagerie polarimétrique.

2. EXPÉRIENCE ET MÉTHODE

Nous avons mis en place une expérience d'imagerie à longue distance qui s'étend sur plus d'un kilomètre [3]. Une source de lumière incohérente polarisée est placée sur une tour de télécommunication proche et est imagée dans deux directions de polarisation orthogonales (dont l'une est alignée sur la polarisation linéaire émise par la source) grâce à une caméra polarimétrique instantanée utilisant un prisme de Wollaston (Fig. 1) [4]. Une combinaison linéaire adaptée des deux images est recherchée de telle sorte que le contraste de la source polarisée soit maximisé dans l'image résultante.

Nous utilisons un rapport « contraste-à-bruit » (CNR, contrast-to-noise ratio) comme une mesure locale du contraste d'une source par rapport aux pixels voisins adjacents. Grâce à cette mesure statistique de contraste, nous quantifions et comparons tout d'abord la performance de diverses représentations d'images polarimétriques standards (image de somme, image de différence, image en polarisation parallèle,...).

Par la suite, nous montrons que la recherche numérique de la combinaison linéaire optimale des deux images de polarisation acquises (permettant de maximiser la mesure du contraste à l'emplacement de la balise polarisée) fournit une représentation adaptative en fonction des conditions expérimentales, qui s'avère plus performante que toutes les représentations standards.

3. REPRÉSENTATION OPTIMALE ET GAIN THÉORIQUES

Enfin, en maximisant l'expression du CNR obtenue sous hypothèse de bruit gaussien, nous montrons que l'on peut obtenir une forme analytique de cette représentation optimale, qui consiste en une combinaison linéaire des canaux polarimétriques pondérés par le coefficient de corrélation ρ du bruit dans ces deux canaux [5]. En outre, à partir du modèle de bruit mentionné, nous calculons le gain optimal du contraste de la source que nous pouvons obtenir en utilisant l'imagerie sensible à la polarisation par rapport à un imageur standard. Nous concluons que le gain en performance dépend fortement du coefficient de corrélation ρ (Fig. 2), et s'accorde très bien avec les courbes expérimentales obtenues en conditions de brouillard réelles et sur une distance kilométrique [6].

CONCLUSION

La représentation polarimétrique maximisant le contraste possède une forme simple et est facilement implémentée sous les contraintes de traitement temps réel. L'étude d'un tel système pour la vision à travers le brouillard a de potentielles applications pour l'assistance à la navigation (aérienne, maritime, terrestre) et peut servir d'image intermédiaire pour la détection automatisée ou comme aide visuelle directe. A termes ces travaux pourraient s'avérer utiles pour d'autres domaines d'application nécessitant l'optimisation du contraste de sources en milieux turbides (imagerie sous-marine, biologie, ...).

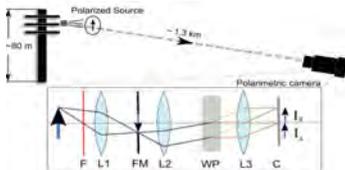


Fig. 1

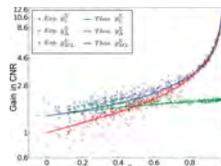


Fig. 2

Fig. 1: Expérience d'imagerie ; Fig. 2: Gain en contraste en fonction du paramètre de corrélation.

RÉFÉRENCES

- [1] L. B. Wolff, "Polarization vision: a new sensory approach to image understanding", *Image and Vision Computing*, vol. 15, pp. 81-93, 1997
- [2] M. P. Rowe, E. N. Pugh, J. S. Tyo, & N. Engheta, "Polarization-difference imaging: a biologically inspired technique for observation through scattering media", *Optics Letters*, vol. 20, pp. 608-610, 1995
- [3] J. Fade, S. Panigrahi, A. Carré, L. Frein, C. Hamel, F. Bretenaker, H. Ramachandran, and M. Alouini, "Long-range polarimetric imaging through fog," *Appl. Opt.*, vol. 53, pp. 3854-3865, 2014.
- [4] A. Bénérière, M. Alouini, F. Goudail, & D. Dolfi, "Design and experimental validation of a snapshot polarization contrast imager" *Applied Optics*, vol. 48, pp. 5764-5773, 2009
- [5] J. Fade, S. Panigrahi, and M. Alouini, "Optimal estimation in polarimetric imaging in the presence of correlated noise fluctuations," *Opt. Express*, vol. 22, pp. 4920-4931, 2014.
- [6] S. Panigrahi, J. Fade, M. Alouini, "Adaptive polarimetric image representation for contrast optimization of a polarized beacon through fog", *Journal of Optics (in press)*, 2015

FABRICATION DE COMPOSANTS MICROOPTIQUES PAR RECUIT DE VERRE

J. V. Carrión, N. Passilly, J. Albero, C. Gorecki

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

josevicente.carrion@femto-st.fr

RÉSUMÉ

Cet article présente une technologie pour la fabrication parallèle de composants micro-optiques réfractifs en verre. Le principe est de sceller une cavité formée par l'assemblage de deux wafers, l'un structuré en silicium et l'autre en verre. Un échauffement à haute température engendre une variation de la viscosité du verre dont la surface se déforme dans la cavité. Le contrôle de cette déformation permet de générer la surface réfractive du microcomposant. L'avantage de cette technique est la très faible rugosité obtenue grâce au caractère sans contact du procédé. La compatibilité des matériaux employés, verre et silicium, avec les procédés d'intégration des Systèmes Micro-Opto-Electromécaniques (MOEMS) ouvre la porte à leur utilisation dans de nombreuses applications.

MOTS-CLEFS : *Recuit de verre; Microfabrication; Microcomposants optiques;*

1. INTRODUCTION

La fabrication de composants micro-optiques est au cœur de nombreux travaux depuis quelques décennies. En fonction de la longueur d'onde de travail ou de l'environnement où les composants devront être utilisés, le choix des matériaux, notamment le plastique ou le verre, est important. Ce choix conditionne également la technique de fabrication. En ce qui concerne les MOEMS, les techniques les plus intéressantes sont celles qui permettent la fabrication parallèle de microcomposants sur le substrat avec des possibilités d'intégration monolithique. Dans ce cadre, le verre borosilicaté est un excellent candidat pour la fabrication de composants microoptiques, grâce à la compatibilité de son coefficient d'expansion thermique avec celui du silicium. Des procédés d'assemblage à haute température, comme par exemple la soudure anodique [1], peuvent donc être envisagés. Ainsi, des techniques permettant la fabrication au niveau wafer de composants en verre peuvent être utilisées pour l'intégration verticale de composants sur silicium [2].

Nous considérons ici la fabrication de composants microoptiques réfractifs par recuit de verre dans des cavités en silicium, technique proposée par Merz *et al.* [3]. Nous avons réalisé des composants microoptiques avec un profil de phase contrôlé et basé sur des procédés de microfabrication classiques.

2. TECHNOLOGIE

Le principe est d'enfermer une pression définie dans une cavité silicium scellée avec du verre. En augmentant la température de cet empilement, on peut alors profiter des changements de viscosité du verre, pour modifier le profil de la surface située au-dessus de la cavité. Pour cela, des cavités sont gravées sur un wafer de silicium par gravure sèche (DRIE, de l'anglais Deep Reactive Ion Etching) et scellées par soudure anodique avec un wafer de verre. Ce type de soudure, réalisé par application de plusieurs centaines de volts à une température d'environ 350°C offre une bonne étanchéité, ce qui permet d'enfermer une pression donnée. L'ensemble est ensuite introduit dans un four à une température supérieure au point de ramollissement du verre (560 °C pour le Borofloat33 dans notre cas). Le processus est gouverné par la loi des gaz parfaits $P V = n R T$, où P est la pression, V est le volume, n est la quantité de substance de gaz, R est la constante idéale du gaz et T est la température du gaz. L'augmentation de la température provoque, en plus d'une augmentation de la viscosité du verre, une variation de la pression dans la cavité. Cette combinaison engendre la déformation des surfaces en verre pour atteindre une situation d'équilibre entre les pressions

internes et externes. En fonction de la pression à laquelle les wafers ont été soudés, et donc de la pression enfermée dans les cavités, le volume diminue ou augmente (Fig. 1a). Dans le premier cas, le verre est déformé dans la cavité (scellée sous vide) vers le silicium et, avec un contrôle précis du temps, des profils convexes peuvent être créés. Dans le deuxième cas, l'augmentation de la pression (initialement égale à 1 atm) d'azote lors de l'échauffement permet un soufflage du verre similaire à un piston qui modifie cette fois la surface supérieure du verre. Finalement, le silicium peut être éliminé sélectivement par gravure ou rodage, et le verre aminci et poli pour obtenir les composants micro-optiques.

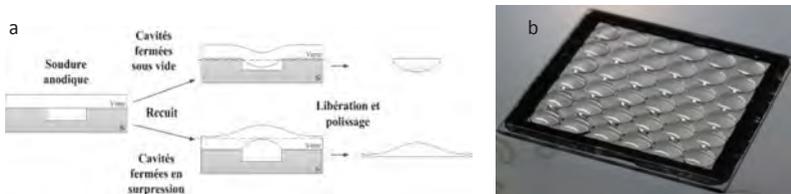


Fig. 1 : a. Procédé de fabrication, b. Matrice 6x6 de lentilles en verre sur cadre silicium.

3. RÉALISATIONS

Nous avons réalisé grâce à des cavités en basse pression des matrices de lentilles de 2mm de période présentant une très bonne uniformité (variations de longueurs focales <0.5%) (Fig. 1b). Au sein de ces matrices, la résolution de chaque lentille est limitée par la diffraction ($\lambda/14$) si le diamètre de la zone éclairée est de l'ordre de 50% du diamètre de la lentille. Des tests prometteurs ont également été conduits à base de cavités haute pression permettant le soufflage du verre. Ces premiers tests montrent des diamètres utiles ($\lambda/14$) plus élevés.

4. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Nous présentons une technique de fabrication de composants micro-optiques réfractifs basée sur le recuit de verre. Des matrices de lentilles présentant des performances élevées ont été obtenues. Cette technique est particulièrement compatible avec les techniques d'assemblages multisubstrats impliquées dans la génération de systèmes MOEMS complexes. Cette technique sera appliquée à la réalisation de lentilles coniques en verre ou de lentilles asphériques.

- [1] J. A. Dziuban, "Bonding" in Bonding in Microsystem Technology, K. Itoh, T. Lee, T. Sakurai, W.M.C. Sansen, D. Schmitt-Landsiedel, ed. (Springer-Verlag, 2006).
- [2] J. Albero, L. Nieradko, C. Gorecki, H. Ottevaere, V. Gomez, et J. Pietarinen, "Si moulds for glass and polymer microlenses replication," Proc. SPIE 6992, 69920A (2008).
- [3] P. Merz, H. J. Quenzer, H. Bernt, B. Wagner, et M. Zoberbier, "A novel micromachining technology for structuring borosilicate glass substrates" in Proceedings of IEEE Conference on Solid State Sensors, Actuators and Microsystems, (IEEE, 2003), pp. 258-261.

MICROSYSTEME OCT PLEIN-CHAMP MULTI-CANAUX A BASE DE COMPOSANTS MOEMS INTEGRES VERTICALEMENT

N. Passilly, J. Lullin, S. Perrin, J. Albero, S. Bargioli, L. Froehly et C. Gorecki

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

nicolas.passilly@femto-st.fr

RÉSUMÉ

Ce papier présente la conception et les briques d'un système OCT dédié au diagnostic de pathologies de la peau. Le système est basé sur une approche plein-champ multi-canaux grâce à une architecture Mirau matricielle, combinant une source à balayage en longueur d'onde réalisée par filtrage et de l'interférométrie à décalage de phase pour l'élimination des termes miroirs. L'interféromètre de Mirau, en particulier, est réalisé par des techniques de fabrication collective et d'intégration verticale multi-substrat, permettant une réduction significative de la taille et des coûts de fabrication du système.

MOTS-CLEFS : *Tomographie à cohérence optique; Microfabrication; Microcomposants optiques; MOEMS;*

1. INTRODUCTION

On compte un grand nombre de maladies différentes affectant la peau, plus que pour tout autre organe, et une grande partie de la population y est confrontée. Dans ce contexte, il est important de pouvoir imager de manière non-invasive la structure de la peau, en particulier de l'épiderme jusqu'à la jonction dermo-épidermique. Si aujourd'hui la technique de référence pour le diagnostic est la biopsie suivie d'une analyse histopathologique, elle est aussi responsable de trop de procédures réalisées inutilement. De nouvelles aides au diagnostic non-invasif telles que la microscopie focale ou la tomographie optique cohérente (OCT) ont démontré des performances intéressantes et commencent à émerger en tant qu'outil pour la dermatologie. Cependant, un des verrous est le coût de ces systèmes, empêchant leur déploiement auprès des patients souffrants de pathologies encore à un stade précoce de développement. C'est pourquoi nous proposons ici d'utiliser des techniques de fabrication collective afin de réaliser un système OCT capable de visualiser les premières couches de la peau qui soit abordable et donc pas seulement réservé aux hôpitaux.

2. CONCEPT DU SYSTEME

Le système proposé est un système plein-champ matriciel [1] combinant une source à balayage en longueur d'onde et de l'interférométrie à décalage de phase. La source est basée sur une diode super luminescente émettant dans la gamme du proche infra-rouge ($\lambda_0=840\text{nm}$ et $\Delta\lambda=50\text{nm}$), couplée à un interféromètre de Fabry-Pérot (FP) MEMS agissant comme un filtre accordable en longueur d'onde ($\delta\lambda=1\text{nm}$). L'approche plein champ matricielle permet de multiplexer spatialement plutôt que temporellement l'analyse et ainsi de s'affranchir de source à balayage spectral rapide et couteuse. De plus, le système s'appuie sur les technologies MOEMS qui permettent la réalisation de matrices denses d'interféromètres à cout réduit. Afin d'analyser une surface importante, la matrice compte 16 interféromètres de Mirau (4×4) qui sont déplacés latéralement et axialement pour combler les espaces entre canaux adjacents, et ainsi mesurer un volume de $8 \times 8 \times 0.5\text{mm}^3$. Le détecteur est une caméra rapide (4 kfps) pour laquelle il est possible de définir des régions d'intérêt (120×120 pixels) multiples et dynamiques. Pour chaque valeur de longueur d'onde (pas du filtre FP), 4 images décalées en phase sont enregistrées par la caméra afin de supprimer les termes miroirs et la composante continue grâce à un algorithme à décalage de phase. Le décalage de phase est

effectué par un déplacement du miroir de référence. La taille de ce dernier définit un champ de vue pour chaque canal de $400 \times 400 \mu\text{m}^2$. Ce champ est imagé sur la caméra avec un grandissement de 3.7. L'ouverture numérique du Mirau étant de 0.1, la résolution latérale est de $5.2 \mu\text{m}$ si on tient compte du critère de Rayleigh. La résolution axiale est limitée par la largeur spectrale $\Delta\lambda$ de la source à $6.4 \mu\text{m}$.

3. TECHNOLOGIE

Les matrices de lentilles sont réalisées à partir d'un procédé de recuit de verre borosilicaté préalablement assemblé sur cavités silicium [2]. Ce procédé a été optimisé pour permettre la génération de matrices de lentilles de bonne qualité et dont l'uniformité des profils au sein des matrices est élevée (écarts des longueurs focales au sein d'une matrice $4 \times 4 < 0.5\%$). De plus, cette technique permet d'empiler et d'assembler les matrices conduisant à la génération de doublets de lentilles afin de réduire les aberrations optiques (Fig. 1a). Les matrices de micro-miroirs sont réalisées sous la forme d'une plateforme silicium actionnée par force électrostatique à l'aide de peignes inter-digités (Fig. 1b). Chaque miroir est fixé à l'aide de suspensions fines et courbées garantissant une faible détérioration des performances optiques [3]. La fréquence de résonance de la plateforme est de 500Hz pour que la caméra puisse enregistrer 8 images au cours d'une période de son mouvement. Le déplacement est de l'ordre de 400nm.

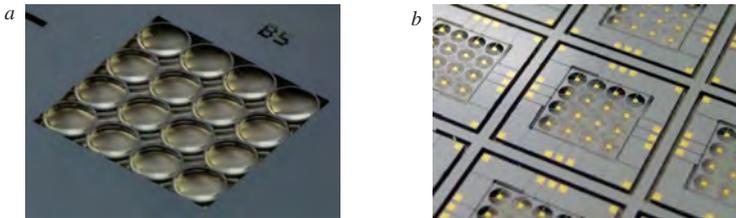


Fig. 1 : a. Matrice de doublets de lentilles en verre, b. Matrice de miroirs actionnées verticalement

CONCLUSION

Nous présentons la conception et les briques d'un système OCT dédié au diagnostic de pathologies de la peau. Les technologies MOEMS, utilisées en particulier pour la réalisation de matrices d'interféromètres de Mirau fabriquées collectivement et intégrées verticalement, permettent une réduction significative de l'encombrement et des coûts de fabrication du système. Associées à l'architecture plein-champ multi-canaux, ces solutions permettront la réalisation d'un système OCT abordable dédié à la dermatologie. (*VIAMOS est un projet collaboratif financé par le 7^{ème} programme cadre FP7-ICT-2011-8 Grant Agreement 318542*).

RÉFÉRENCES

- [1] J. Krauter, T. Boettcher, W. Osten, W. Lyda, N. Passilly, L. Froehly, S. Bargiel, J. Albero, S. Perrin, J. Lullin and C. Gorecki, "Optical design of a Vertically Integrated Array-type Mirau-based OCT System", Proc. SPIE 9132, 91320L (2014).
- [2] J. Albero, S. Perrin, S. Bargiel, N. Passilly, M. Baranski, L. Gauthier-Manuel, F. Bernard, J. Lullin, L. Froehly, J. Krauter, W. Osten and C. Gorecki, "Dense arrays of millimeter-sized glass lenses fabricated at wafer-level", Opt. Express, 23, pp. 11702-11712 (2015).
- [3] J. Lullin, S. Perrin, M. Baranski, S. Bargiel, L. Froehly, N. Passilly, J. Albero and C. Gorecki, "Impact of mirror spider legs on imaging quality in Mirau micro-interferometry", Opt. Lett., 40, *In press* (2015).

DÉVELOPPEMENT D'UN ENDOMICROSCOPE MULTIPHOTONIQUE POUR L'IMAGERIE BIOMÉDICALE SANS MARQUAGE DE TISSUS ÉPAIS *IN VIVO*

Guillaume Ducourthial¹, Pierre Leclerc¹, Tigran Mansuryan¹, Marc Fabert¹, Julien Brevier¹, Rémi Habert², Flavie Braud², Alexandre Kudlinski², Renaud Batrin³, Anne Druilhé³, Christine Vever-Bizet⁴, Geneviève Bourg-Heckly⁴, Luc Thiberville⁵, Frédéric Louradour¹

¹ XLIM, UMR CNRS 7252, F-87060 Limoges, France

² PhLAM, UMR CNRS 8523, 59655 Villeneuve d'Ascq, France

³ CRIBL, UMR CNRS 7276, F-87060 Limoges, France

⁴ UPMC Univ. Paris 06 UMR 8237, Laboratoire Jean Perrin, F-75005, Paris, France

⁵ Clinique pneumologique, CHU de Rouen, 76000 Rouen, France

frederic.louradour@xlim.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un endomicroscope multiphotonique miniaturisé haute résolution permettant l'imagerie *in vivo* d'échantillons biologiques épais sans marquage au travers d'une fibre optique flexible sur mesure longue de 5 mètres.

MOTS-CLEFS : *Microscopie non-linéaire ; Imagerie par fibre optique ; Endomicroscopie*

1. INTRODUCTION

La microscopie multiphotonique (MMP) est aujourd'hui reconnue comme étant un outil essentiel en biologie grâce à ses nombreux avantages (confocalité naturelle, profondeur de pénétration dans les tissus importante, ...) [1]. Parvenir à l'appliquer au domaine de l'endomicroscopie permettrait de nouvelles perspectives intéressantes pour le diagnostic clinique, pour la recherche sur le petit animal, ou encore en neuroscience [2].

2. MÉTHODES

Au cours des dix dernières années, de nombreuses équipes de recherche ont travaillé sur le développement de dispositifs d'endomicroscopie multiphotonique miniatures. Ceux-ci nécessitent d'acheminer des impulsions femtosecondes au travers d'une fibre optique, et sont généralement associés à un dispositif de balayage distal et à une micro-optique. Dans la littérature, on peut voir que de nombreux efforts ont été faits afin de miniaturiser la sonde d'imagerie (scanner et objectif)[3]. Il reste cependant de nombreuses sources d'optimisation concernant le déport d'impulsions femtosecondes. De ce point de vue, nous avons mis en place plusieurs éléments. A l'aide d'une première fibre monomode (SMF), nous réalisons une mise en forme spectrale des impulsions pour pré-compenser les effets non linéaires qui seront présents dans la fibre endoscopique. Ensuite, les impulsions sont mise en forme temporellement grâce à un étireur à grism (réseau en contact avec un prisme) permettant ainsi de pré-compenser la dispersion chromatique de deuxième et troisième ordre des fibres optiques. Cette stratégie, nous a permis l'obtention à la sortie de 5 mètres d'une fibre de petit coeur (3,4 μm de diamètre) d'impulsions compressées de durée $\Delta t_f = 39$ fs. Ces dernières sont ainsi de façon remarquable plus courtes que celles délivrées par l'oscillateur ($\Delta t_i \approx 100$ fs) [4].

Notre deuxième contribution innovante repose sur l'utilisation d'une nouvelle génération de fibres optiques. Nous avons choisi une fibre microstructurée air silice à double gaine. Ce type de fibre formée uniquement de silice pure et d'air, permet d'éliminer tout risque d'autofluorescence. Elle a été spécialement conçue pour améliorer l'excitation non linéaire (petit coeur central de 3,4 μm de diamètre et à maintien de polarisation) et la collection de réponse de l'échantillon (ajout d'une deuxième gaine collectrice à forte ON et grande surface).

Nous avons associé cette fibre à un système de balayage piézoélectrique sur-mesure et à une micro-optique spéciale (triplet de doublets achromatiques ou micro-lentille GRIN spéciale) qui sont encapsulés dans un tube en acier biocompatible (de diamètre extérieur de 2.2 mm).

3. RÉSULTATS

Avec ce système optimisé, nous pouvons enregistrer des images bimodales, à la fois en génération de second harmonique (SHG) et en fluorescence excitées à deux photons (2PEF). Les images sont obtenues à une cadence de 8 images par seconde et présentent une résolution importante (i.e. $0.8 \mu\text{m}$) et un champ de vue maximum conséquent (i.e. $450 \mu\text{m}$). Nous avons pu réaliser des observations en profondeur dans la matière biologique (i.e. $\approx 300 \mu\text{m}$) sur des échantillons intacts *ex vivo* et sans coloration (Fig. 1 a). En fonction de l'échantillon, seuls quelques milliwatts sont nécessaires pour acquérir un signal. Pour confirmer le potentiel de notre dispositif, nous l'avons utilisé pour l'observation *in vivo* de reins chez des souris anesthésiées. Nous avons pu voir clairement la capsule et les tubules du rein avec une puissance sur l'échantillon de seulement 15 mW à 810 nm (Fig. 1 b).

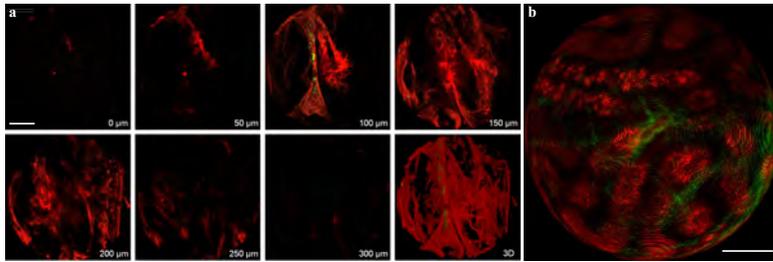


FIGURE 1 : Images *ex-vivo* et *in vivo* sans marquage. En rouge : 2PEF ; en vert : SHG. - Groupe des huit sous-figures à gauche : alvéoles pulmonaires humaines *ex vivo*, sans marquage. La profondeur d'imagerie en-dessous de la surface de l'échantillon est indiquée en blanc en bas à droite de chaque section optique. 3D : pile en perspective des sections optiques. - Figure à droite : image prise à 8 images par seconde d'un rein de souris *in vivo* sans coloration. Nous pouvons voir les tubules rénaux grâce à l'autofluorescence des Flavines intracellulaires et le collagène de la capsule par SHG. La barre d'échelle correspond à $50 \mu\text{m}$. Une vidéo en temps réel d'une acquisition est disponible à l'adresse suivante : <http://ur1z.fr/16qp>.

CONCLUSION

Nos travaux nous ont permis de développer un endomicroscope multiphotonique compatible avec une utilisation *in vivo*. Ces travaux visent un dispositif encore plus performant et pouvant être utilisé avec d'autres modalités d'imagerie.

RÉFÉRENCES

- [1] E. Hoover, J. Squier, "Advances in multiphoton microscopy technology" *Nat Photon*, vol. 7, no. 2, pp. 93-101, fév 2013.
- [2] J. Sawinski, D. J. Wallace, D. S. Greenberg, S. Grossmann, W. Denk, and J. N. D. Kerr, "Visually evoked activity in cortical cells imaged in freely moving animals", *Proc. Natl. Acad. Sci.*, vol. 106, no. 46, pp. 19557-19562, Nov. 2009.
- [3] Y. Zhao, H. Nakamura, and R. J. Gordon, "Development of a versatile two-photon endoscope for biological imaging", *Biomed. Opt. Express*, vol. 1, no. 4, pp. 1159-1172, Nov. 2010.
- [4] G. Ducourthial et al., "Label free multiphoton imaging of human pulmonary tissues through two-meter-long microstructured fiber and multicore image-guide", *Proceeding SPIE 8575*, Endoscopic Microscopy VIII, 85750H (March 13, 2013).

MISE EN EVIDENCE EXPERIMENTALE DE LA DUALITE ONDE-CORPUSCULE DES PLASMONS DE SURFACE

Marie-Christine Dheur¹, Eloise Devaux³, Cyriaque Genet³, Thomas W Ebbesen³, Alexandre Baron¹, Philippe Lalanne², Jean-Paul Hugonin¹, Jean-Jacques Greffet¹, Gaétan Messin¹ and François Marquier¹

¹Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School, Université Paris-Sud, CNRS Palaiseau, France

²Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences, Institut d'Optique d'Aquitaine, Université de Bordeaux, Talence, France

³Institut de Science et d'Ingénierie Supramoléculaire, Université de Strasbourg, CNRS, Strasbourg, France

marie-christine.dheur@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Les plasmons de surface sont le résultat d'une oscillation collective d'électrons à l'interface entre un métal et un milieu diélectrique. Leur caractère bosonique leur confère les mêmes propriétés non classiques que les photons et permet en théorie de réaliser les mêmes expériences que celles d'optique quantique. L'objectif de cet article est de reproduire avec des plasmons les expériences de Grangier-Roger-Aspect sur la dualité onde-corpuscule du photon. Nous avons ainsi réalisé une source de plasmon uniques annoncés à l'aide d'un coupleur asymétrique. Nous avons caractérisé les plasmons avec un montage de type Hanbury Brown-Twiss. Nous avons enfin observé des interférences en régime de plasmon unique grâce à la recombinaison des modes plasmoniques sur une séparatrice à plasmon adaptée. La juxtaposition des résultats de ces deux expériences met en avant les signatures ondulatoire et corpusculaire du plasmon de surface.

MOTS-CLEFS : *plasmonique, optique quantique, dualité onde-corpuscule, nanostructures*

1. INTRODUCTION

Les plasmons de surface (SPP) sont des modes de surface qui se propagent librement le long d'une interface métal-diélectrique. D'un point de vue théorique, il s'agit de d'excitations collectives de quasi-particules qui obéissent aux mêmes règles de commutation bosonique que les photons selon une approximation pleinement vérifiée. Il est alors possible de faire des expériences d'optique quantique avec des plasmons de surface [1,2].

2. LES EXPERIENCES

Nous nous proposons de reproduire les expériences de Grangier-Roger-Aspect [3] avec des plasmons de surface. Celles-ci se décomposent en deux temps : la réalisation d'une source de SPPs uniques dans un premier temps, puis l'observation d'interférences en régime de plasmon unique dans un second temps.

Pour générer des plasmons uniques, nous utilisons une source de photons uniques que nous convertissons en plasmons grâce à des coupleurs photon-SPP. Notre source de photons uniques est un cristal de PPKTP pompé par un laser @403nm. Des paires de photons sont ainsi générées @403nm par effet non-linéaire dans le cristal. Nous nous servons d'un des photons de la paire pour annoncer l'arrivée du second photon dont la statistique de détection devient alors celle d'un photon unique.

La conversion de photons en plasmons se fait grâce à une nanostructure formée de 11 cannelures de tailles différentes gravées dans une couche de 300nm d'or. Ce coupleur a été optimisé pour permettre le couplage efficace d'un photon incident dans un mode gaussien vers un plasmon directionnel se propageant à la surface entre l'or et l'air [4]. Pour caractériser la source de SPPs uniques, nous avons également besoin d'une séparatrice à plasmons. Celle-ci est constituée de deux cannelures identiques avec des paramètres optimisés numériquement. Il a également été nécessaire de convertir les plasmons en sortie de séparatrice en photons, afin de les détecter avec des photodiodes à avalanche. Nous utilisons pour cela des fentes débouchantes sur le substrat de verre de l'autre côté de l'or. Une vue du haut du dispositif utilisé est montrée en Fig. 1(A).

Pour caractériser la qualité de la source de plasmons, nous mesurons les corrélations en intensité à la sortie de la séparatrice plasmonique. Dans la Figure. 1(B), nous observons l'évolution de la fonction d'autocorrélation en intensité ($g^{(2)}(0)$) en fonction du taux de photons annonceurs. Nous obtenons des valeurs de $g^{(2)}(0) < 0.5$, ce qui confirme le caractère non classique de notre source et garantit la production de plasmons uniques.

Nous utilisons la séparatrice à plasmon pour faire des interférences à un plasmon unique dans un interféromètre de Mach-Zehnder. Les interférences obtenues sont tracées dans la figure 1(C). Nos résultats présentent des singularités que nous expliquons par les propriétés intrinsèques de notre montage et de nos structures plasmoniques.

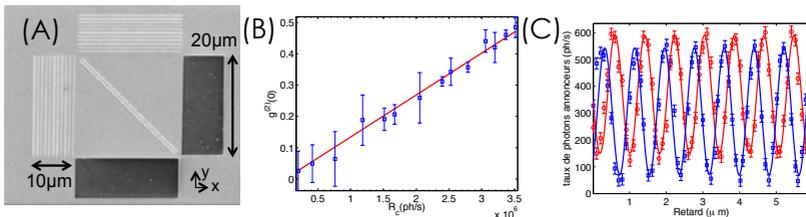


Fig. 1 : (A) Echantillon vu du haut. Les rectangles striés représentent les coupleurs, les rectangles noirs sont les fentes débouchantes et le double trait en diagonal est la séparatrice à plasmon. (B) Evolution de la fonction d'autocorrélation $g^{(2)}(0)$ en fonction du taux de photons annonceurs. (C) Taux de détection sur chacune des sorties de l'interféromètre de Mach-Zehnder en fonction du retard introduit dans un bras par rapport à l'autre.

CONCLUSION

Nous avons ainsi étudié la dualité onde-corpuscule à travers ces deux expériences en utilisant des plasmon de surface se propageant librement sur une interface air-or et en développant les outils nécessaires. Reproduire ces expériences emblématiques de l'optique quantique fait partie intégrante d'une démarche plus large qui consiste à développer et tester des outils permettant la manipulation des plasmons. En effet, le développement des communications quantiques nécessite un contrôle efficace de l'interaction lumière-matière et la plasmonique offre la possibilité d'accroître de telles interactions. La maîtrise des plasmons est alors un passage obligé pour améliorer les technologies existantes.

Ce travail a été co-financé par une bourse DGA-MRIS.

RÉFÉRENCES

- [1] M.Tame, K.McEnery, K.O'zdemir, J.Lee, S.A.Maier, and M. S. Kim, Nature Physics 9, 329 (2013).
- [2] J. S. Fakonas, H. Lee, Y. a. Kelaita, and H. a. Atwater, Nature Photonics 8, 317 (2014).
- [3] P. Grangier, G. Roger, and A. Aspect, Europhysics letters 173 (1986).
- [4] A. Baron, E. Devaux, J.-C. Rodier, J.-P. Hugonin, E. Rousseau, C. Genet, T. W. Ebbesen, and P. Lalanne, Nano letters 11, 4207 (2011).

MATRICES DE MICROLENTILLES EN POLYMERES FABRIQUEES PAR JET D'ENCRE POUR LA MISE EN FORME SUR MESURE DE FAISCEAUX LASERS

B. Reig^{1,2}, Y. Zhao^{1,2}, S. Abada^{1,2}, J.B. Doucet^{1,2}, F. Mesnilgrete^{1,2}, E. Daran^{1,2}, T. Camps^{1,2},
V. Conedera^{1,2} et V. Bardinal^{1,2}

¹ CNRS ; LAAS ; 7 avenue du colonel Roche, BP 54200, F-31031 Toulouse Cedex 4, France

² Université de Toulouse, UPS, LAAS, BP 54200, F-31031 Toulouse Cedex, France

bardinal@laas.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un procédé de fabrication collective et sur mesure de matrices de microlentilles en polymère basé sur une technique de dépôt localisé par jet d'encre. Grâce à la mise au point d'une encre thermodurcissable de faible viscosité et à une fonctionnalisation de surface avant dépôt, nous montrons qu'il est possible de faire varier la distance focale des microlentilles en jouant simplement sur le volume des microgouttes éjectées. Cette technique a été mise à profit pour focaliser le faisceau de diodes laser VCSELs à des distances adaptées aux besoins des microsystèmes optiques, mais pourrait être également exploitée pour d'autres applications dans lesquelles il est nécessaire de créer un ensemble dense de lentilles sur des surfaces réduites avec un alignement précis ($\pm 1\mu\text{m}$).

MOTS-CLEFS : *intégration photonique, lasers semi-conducteurs à cavité verticale, micro-optique polymère intégrée, fonctionnalisation de surface, dépôt par jet d'encre.*

Grâce à leur arrangement matriciel, leur faisceau gaussien et leur très faible consommation, les diodes laser à cavité verticale VCSELs monomodes sont devenus des composants de premier plan pour les communications optiques à courte distance et plus récemment pour les capteurs optiques miniatures [1]. Cependant, pour permettre une exploitation optimale de ces dispositifs dans les microsystèmes optiques, il faut pouvoir les associer simplement à des lentilles afin de réduire la divergence naturelle de leur faisceau. Outre les besoins de collimation, la focalisation du faisceau à des distances très variables (de quelques dizaines de microns à quelques millimètres) est également de plus en plus demandée pour pouvoir réaliser des laboratoires sur puces à base de VCSELs, mais également des sondes optiques compactes pour la microscopie ou encore des pinces optiques miniatures.

Dans ce but, nous avons développé une méthode d'intégration de microlentilles en polymère sur diodes VCSELs qui nous permet de choisir au dernier moment la distance focale la plus adaptée à l'application finale visée. Nous avons pour cela exploité un équipement de dépôt par jet d'encre (Altadrop) compatible avec un dépôt localisé en post-processing sur des wafers VCSELs. Ce type de fabrication sans contact permet d'obtenir des surfaces de lentille de très faible rugosité. Nous avons mis au point un mélange de pré-polymères dont la faible viscosité (4 mPa.s) est bien adaptée à une éjection via une micro-buse de 30 μm (valeur maximale possible : 20 mPa.s). Une fonctionnalisation de surface a été appliquée avant le dépôt pour permettre l'obtention reproductible de gouttes hémisphériques présentant un angle de contact suffisant. Ce traitement peut être réalisé sur toute la surface (plane ou micro-structurée) mais il peut aussi être localisé grâce un masque de photolithographie. La composition de la formulation et les conditions de recuit post-dépôt ont été optimisées pour obtenir des microlentilles transparentes et solides. Cette étude a dans un premier temps été réalisée sur des substrats de verre pour pouvoir caractériser la transmission et la distance focale des microlentilles réalisées.

Le positionnement et les dimensions des microlentilles à intégrer ont été optimisés sous ZEMAX-EE en tenant compte de la divergence du faisceau VCSEL (12° en demi-angle en $1/e^2$), de sa taille initiale ($4\mu\text{m}$), de la distance entre composants adjacents ($250\mu\text{m}$) et de la mise en forme finale visée (collimation ou focalisation) [2]. Afin de fixer précisément la distance VCSEL-lentille, un plot cylindrique transparent en résine épaisse SU-8 d'au moins $100\mu\text{m}$ d'épaisseur doit être d'abord fabriqué sur le composant avec des techniques classiques de la microélectronique (photolithographie). On peut voir sur la figure 1 une image après recuit de microgouttes déposées par jet d'encre sur des matrices de plots cylindriques de SU-8 de $100\mu\text{m}$ de diamètre. On observe un bon recouvrement des plots et un auto-centrage parfait des gouttes dès que le nombre de gouttes éjectées est suffisant. Le diamètre et le positionnement des lentilles sont alors totalement fixés par les plots avec la précision de la photolithographie ($\pm 1\mu\text{m}$). De plus, on observe que le volume déposé augmente continuellement avec le nombre de gouttes éjectées, ce qui conduit à une diminution correspondante du rayon de courbure. Il est donc possible d'obtenir une distance focale ajustable (dans le cas présenté ici : entre $100\mu\text{m}$ et $150\mu\text{m}$), ceci sans modifier le diamètre de la lentille, le matériau déposé, ni la nature du traitement de surface préalable.

Cette technique simple et rapide est appliquée à la mise en forme sur mesure de faisceaux VCSELS [3], mais elle pourrait aussi être mise à profit pour d'autres applications de micro-optique intégrée (matrices de LEDs ou de photodétecteurs), et ceci sans avoir nécessairement recours à des plots si l'on utilise un traitement de surface localisé.

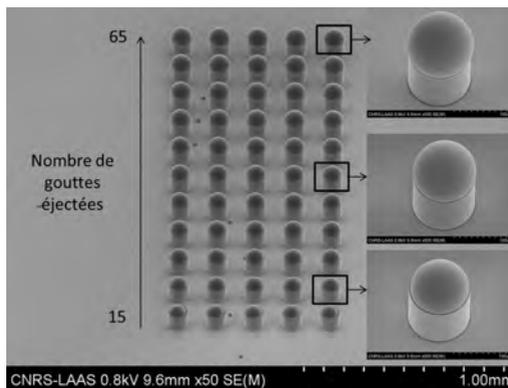


Fig. 1 : Image par microscopie électronique à balayage de microlentilles en polymère déposées par jet d'encre sur des plots de SU-8 de $100\mu\text{m}$ de diamètre. Au-delà de 20 gouttes, la microlentille s'auto-centre parfaitement sur le plot et son diamètre est identique à celui du plot. Son rayon de courbure peut ensuite être ajusté facilement en augmentant le nombre de gouttes éjectées.

REFERENCES

- [1] A. Larsson "Advances in VCSELS for Communication and Sensing" Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol.17, no.6, pp.1552-1567, Nov.-Dec. 2011
- [2] B. Reig, V. Bardinal, T. Camps, Y. G. Boucher, C. Levallois, J. B. Doucet, D. Bourrier, E. Daran, J. Launay "Polymer tunable microlens arrays suitable for VCSEL beam control", Proc. SPIE 8428, Micro-Optics 2012, 84280N, 2012.
- [3] V. Bardinal, T. Camps, B. Reig, S. Abada, E. Daran, J.B. Doucet, "Advances in Polymer-Based Optical MEMS Fabrication for VCSEL Beam Shaping", Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol.21, no.4, pp.1.8, July-Aug. 2015

DÉCALAGE DE LA BANDE DE TRANSMISSION DES FIBRES À BANDE INTERDITE PHOTONIQUE REMPLIES DE LIQUIDE AVEC LE CONTRASTE D'INDICE

**Philippe Delaye, Cassandra Hastings, Aaron Laursen, Margaux Barbier,
Minh Chau Phan Huy, Gilles Pauliat and Sylvie Lebrun**

*Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, 2 av. A. Fresnel,
91127 Palaiseau cedex, France*

philippe.delaye@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une étude expérimentale du décalage de la bande de transmission de fibres à bande interdite photonique remplies de liquide en fonction de l'indice du liquide. Nous en déduisons les paramètres permettant de positionner finement les bords de bande de transmission de diverses fibres en jouant sur l'indice du liquide.

MOTS-CLEFS : *Fibre à cristal photonique, fibre à cœur liquide*

1. INTRODUCTION

L'utilisation des fibres à cristal photonique remplies de liquide pour réaliser des composants optiques non linéaires est maintenant bien établie. Nous avons ainsi pu réaliser des convertisseurs de longueur d'onde basés sur la diffusion Raman stimulée [1], des montages de caractérisation de l'indice non linéaire des liquides utilisant l'auto-modulation de phase [2] ou plus récemment des générateurs de paires de photons corrélés basés sur le mélange à quatre ondes paramétrique [3]. Pour tous ces systèmes, nous avons besoin de connaître précisément la position de la bande de transmission de la fibre, connaissant les paramètres de la structure de la fibre et le liquide qui la remplit. Un modèle théorique [4] permet de prédire le décalage de la bande de transmission d'une fibre à cristal photonique à cœur creux en fonction du contraste d'indice entre la silice et le liquide. Nous présentons ici une étude systématique de ce décalage de bande permettant de déterminer les paramètres expérimentaux décrivant la variation de la bande avec l'indice du liquide.

2. MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Les expériences ont été réalisées sur des fibres à cristal photonique à cœur creux commerciales (HC-1060-02 et HC-1550-04 de NKT Photonics). Le liquide utilisé est un mélange d'eau et de DMSO, ce qui permet de disposer d'un liquide d'indice compris entre 1,33 et 1,47 [5]. L'indice de réfraction de chaque mélange est vérifié par une mesure avec un réfractomètre d'Abbe. Des petits échantillons de fibre (longueur typique de 6cm) sont remplis par capillarité, puis plongés dans une cuve avec des fenêtres d'accès remplies du même mélange. Une source supercontinuum est injectée dans la fibre soit directement pour les mesures de spectre de transmission, soit après passage sur un réseau de diffraction pour l'étude du mode de propagation à des longueurs d'onde spécifiques. Le mode de sortie de la fibre est dans un premier temps imagé (avec un grandissement typique de 100) sur un trou de filtrage réglable qui permet de sélectionner la lumière se propageant uniquement dans le cœur de la fibre pour les spectres de transmission. Un second système d'imagerie fait l'image du mode de sortie (et du trou), soit sur une caméra pour enregistrer la structure de mode, soit sur l'entrée d'une fibre multimode reliée à un analyseur de spectre optique.

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Les mesures permettent premièrement d'obtenir un spectre de transmission de la lumière se propageant dans le cœur de la fibre, qui apparaît limité entre un bord bas et un bord haut (voir Fig.1). Du fait de la courte longueur de la fibre, la variation de transmission est faible, et la

détermination précise de la position de ces bords nécessite une analyse complémentaire. Pour chacun des deux bords, l'idée consiste à imager le mode en sortie de la fibre (Fig.1) en faisant varier la longueur d'onde de la lumière injectée, et à repérer la longueur d'onde pour laquelle la transition a lieu entre un mode essentiellement contenu dans le cœur de la fibre et un mode essentiellement contenu en dehors du cœur. Cette procédure a été appliquée sur chacune des deux fibres étudiées, pour différentes valeurs de l'indice du liquide. Les résultats sont présentés sur la figure 2.

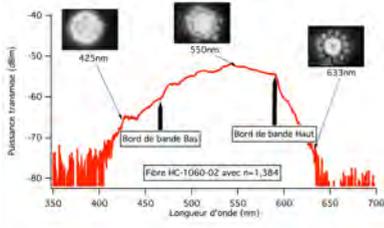


Fig. 1: Spectre de transmission typique d'une fibre remplie avec un liquide. Des images du mode se propageant dans la fibre à quelques longueurs d'onde typiques en dessous du bord de bande bas (à 425nm), dans la bande de transmission (à 550nm) ou au-dessus du bord de bande haut (à 633nm) sont montrées.

Sur ces points expérimentaux, nous avons ajusté l'expression prédisant les positions λ_F des bords de bande de la fibre remplie en fonction des positions λ_E des bords de la fibre vide [4] :

$$!_F (n_{liq}) = !_E \sqrt{\frac{n_{Sil}^2 n_{liq}^2}{n_{Sil}^2 + 1}} \quad (1)$$

Cette valeur λ_E étant proportionnelle à la période de la structure à cristal photonique de la gaine, on pourra aisément déterminer la position théorique de la bande pour une nouvelle fibre de même structure mais de période différente et ceci avec un quelconque liquide de remplissage.

CONCLUSION

Cette étude nous a permis de déterminer les paramètres permettant de prédire la position de la bande de transmission d'une fibre à cristal photonique à cœur creux remplie d'un liquide d'indice quelconque. Une analyse théorique plus complète prenant en compte la dispersion des liquides et de la silice sera présentée.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Lebrun, Ph. Delaye, R. Frey, G. Roosen, "High efficiency single mode Raman generation in a liquid filled photonic band gap fibre", *Opt. Lett.* **32**, 337 (2007).
- [2] M.C. Phan Huy, A. Baron, S. Lebrun, R. Frey, Ph. Delaye, "Characterization of self-phase modulation in liquid filled hollow core photonic band gap fibres", *J. Opt. Soc. Am. B* **27**, 1886 (2010)
- [3] M Barbier, I Zaquine, P Delaye "Spontaneous four-wave mixing in liquid-core fibres: Towards fibered Raman-free correlated photon sources" à paraître dans *New J. Phys.*, arXiv:1502.04450v1 (2015).
- [4] G. Antonopoulos, F. Benabid, T. A. Birks, D. M. Bird, J. C. Knight, P. St. J. Russell, "Experimental demonstration of the frequency shift of bandgaps in photonic crystal fibres due to refractive index scaling", *Opt. Express* **14**, 3000 (2006).
- [5] R. G. LeBel, D. A. I. Goring, "Density, Viscosity, Refractive Index, and Hygroscopicity of Mixtures of Water and Dimethyl Sulfoxide" *J. Chem. Engin. Data* **7**, 100 (1962)

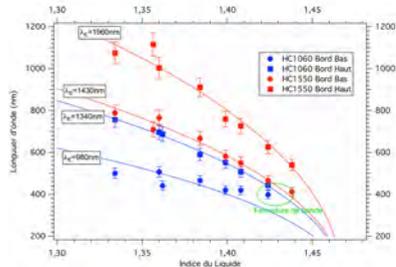


Fig. 2: Position des bords de bande haut et bas en fonction de l'indice du mélange remplissant la fibre. Les courbes correspondent à l'ajustement de la fonction (1) sur les points expérimentaux en utilisant la même valeur de 1,467 pour l'indice de la silice (déterminé après un premier ajustement) et en utilisant λ_E comme seul paramètre libre.

MICROSCOPIE TOMOGRAPHIQUE DIFFRACTIVE A RESOLUTION ISOTROPE PAR ROTATION DE SPECIMEN ET D'ILLUMINATION

J. Bailleul, B. Simon, M. Debailleul et O. Haerberlé

Laboratoire MIPS EA2332 Université de Haute-Alsace
IUT Mulhouse, 61 rue Albert Camus, 68093 Mulhouse Cedex, France

olivier.haerberle@uha.com

RÉSUMÉ

Le laboratoire MIPS a développé un microscope tomographique diffractif combinant synthèse d'ouverture à l'illumination et rotation du spécimen. Ce système permet d'observer des spécimens non préparés avec une résolution améliorée et isotrope de l'ordre de 150 nm.

MOTS-CLEFS : *microscopie optique, tomographie, problèmes inverses*

1. INTRODUCTION

Le laboratoire MIPS a développé un microscope tomographique diffractif en transmission [1,2], qui a démontré une résolution latérale de 130 nm à $\lambda = 633$ nm, soit $\lambda / 3.5NA$ [3]. Cet appareil est basé sur une combinaison de microscopie holographique, de tomographie angulaire pour augmenter la résolution et de reconstruction numérique des données pouvant fournir une image de la distribution des indices optiques dans le spécimen [4]. Cependant, comme tout microscope en transmission, un tel instrument délivre des images ayant une résolution fortement anisotrope, dégradée le long de l'axe optique. Pour pallier ce défaut, nous avons développé un système de rotation du spécimen microscopique.

2. PRINCIPE DE LA MICROSCOPIE TOMOGRAPHIQUE DIFFRACTIVE

La figure 1(Gauche) montre le schéma de principe d'un microscope tomographique diffractif en transmission, tel que développé au MIPS. La technique combine microscopie holographie pour enregistrer le champ diffracté en amplitude et en phase, avec une rotation de l'illumination, via un miroir tip-tilt commandé. Les différents interférogrammes acquis par holographie à décalage de phase ou par holographie hors-axe sont recombinaés dans l'espace de Fourier, et une transformée de Fourier 3D permet au final une reconstruction de l'objet observé. La figure 1(Droite) montre la version compacte développée au laboratoire MIPS. Elle permet d'acquérir les interférogrammes nécessaires et de reconstruire une image 3D de 512^3 voxels en une dizaine de secondes.

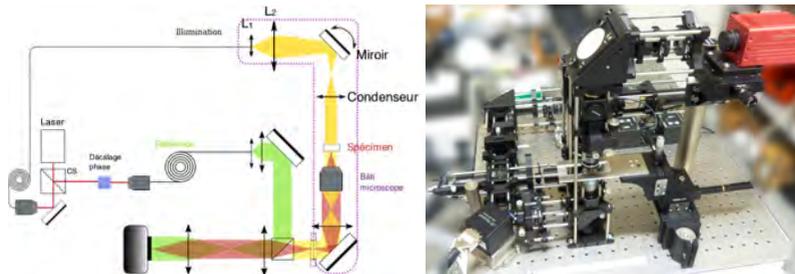


Fig. 1 : Gauche :Schéma de principe d'un microscope tomographique.
Droite : version compacte et semi-rapide développée au MIPS

3. RESOLUTION ISOTROPE

Cette technique permet de doubler la résolution par rapport à un microscope classique, mais l'image obtenue souffre d'une élongation axiale, due au cône de fréquences manquantes caractéristiques des systèmes en transmission [1-3]. La technique de tomographie par rotation du spécimen permet une résolution quasi-isotrope, mais il subsiste des fréquences manquantes [5], et de plus, nécessite un grand nombre de rotation du spécimen, toujours délicates à effectuer à l'échelle microscopique. Nous avons montré qu'une résolution isotrope *et* améliorée pouvait être obtenue en combinant la microscopie tomographique diffractive par rotation d'illumination avec quelques rotations seulement du spécimen [6]. Nous avons donc développé un système de rotation de spécimen microscopique pouvant s'insérer dans le montage de la figure 1.

La figure 2 montre les premiers résultats obtenus sur une pointe de fibre optique amincie. La figure 2(Haut) montre ces vues obtenues en microscopie tomographique diffractive par rotation d'illumination uniquement. On obtient une excellente résolution latérale sur la vue (x-y) (la pointe fait moins de $1\ \mu\text{m}$ de long), mais les images sont fortement déformées le long de l'axe optique z, à cause du problème du cône de fréquences manquantes le long de l'axe optique. Sur la vue axiale, la pointe de fibre n'est pas identifiable, et sur la coupe transversale, on constate que la section de la fibre reconstruite n'est pas circulaire, mais fortement allongée le long de l'axe optique. La figure 2(Bas) montre une reconstruction en microscopie tomographique diffractive par rotation d'illumination et en recombinaison 5 acquisitions successives obtenues par rotation de la fibre. On constate que celle-ci est maintenant correctement reconstruite, et que la résolution est isotrope, de l'ordre de 150 nm (longueur d'onde d'observation 633 nm, $\text{NA}_{\text{objectif}} = \text{NA}_{\text{condenseur}} = 1,4$). A notre connaissance, une telle résolution isotrope constitue une première.

Cette technique doit permettre l'étude de spécimens libres tels que pollens, diatomées, cellules sanguines, microcristaux etc, qui pourront être attachés en bout de fibre. L'utilisation de pinces optiques pour effectuer la rotation du spécimen est une alternative.

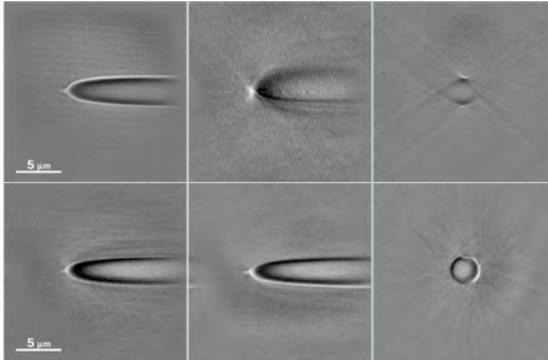


Fig. 2 : Pointe de fibre optique amincie observée en tomographie par rotation d'illumination uniquement (haut) et combinaison de rotation d'illumination et 5 rotations de la fibre (bas)

RÉFÉRENCES

- [1] M. Debailleul, B. Simon, V. Georges, V. Lauer and O. Haeberlé, Meas. Sci. Technol. 19, 074009 (2008)
- [2] B. Simon, M. Debailleul, V. Georges, V. Lauer, and O. Haeberlé, Eur. Phys. J.: App. Phys. 44, p. 29 (2008)
- [3] M. Debailleul, V. Georges, B. Simon, R. Morin and O. Haeberlé, Opt. Lett. 34, p. 79 (2009)
- [4] V. Lauer, J. of Microscopy 205, p. 165 (2002)
- [5] S. Vertu, J.-J. Delaunay, I. Yamada and O. Haeberlé, C. Eur. J. of Phys. 7, p. 22 (2009)
- [6] S. Vertu, J. Flügge, J.-J. Delaunay, and O. Haeberlé, C. Eur. J. of Phys. 9, p. 969 (2011)

STATISTIQUES DE POLARISATION EN MILIEUX DESORDONNES :**SIGNATURES DES MILIEUX DIFFUSANTS****Myriam Zerrad, Ayman Ghabbach, Gabriel Soriano, Claude Amra***Aix Marseille Université, CNRS, Centrale Marseille,
Institut Fresnel, UMR 7249, 13013 Marseille, France*myriam.zerrad@fresnel.fr**RÉSUMÉ**

Dans le contexte de l'étude des milieux désordonnés, de nombreux travaux menés à l'Institut Fresnel ont déjà permis de mettre en évidence le lien entre le comportement polarimétrique de la lumière diffuse à une échelle sub-speckle et la nature du milieu éclairé. Nous verrons qu'en utilisant une approche couplée s'appuyant sur l'optique statistique et l'électromagnétisme, l'étude de la statistique des paramètres polarimétriques d'un champ de speckle permet d'identifier des signatures pertinentes des milieux désordonnés considérés.

MOTS-CLEFS : *Lumière complexe et milieux désordonnés, optique électromagnétique et optique statistique, polarisation et cohérence, histogrammes...*

L'observation des milieux désordonnés par des méthodes optiques n'est pas nouvelle ; en témoignent les progrès considérables récemment atteints dans le domaine de l'imagerie en milieu complexe, pour des applications notamment liées au vivant, au spatial... Ces techniques font appel aux interactions lumière/matière de type linéaire ou non-linéaire, harmoniques ou transitoires, et mettent en jeu la microscopie en champ proche ou lointain, la polarisation ou la cohérence, le façonnage ou la correction des fronts d'onde, la tomographie, l'illumination structurée, la déplétion forcée...

Toutefois la majorité de ces techniques est déterministe ; cela signifie que l'on analyse en sortie de système des signaux qui résultent d'une excitation contrôlée à l'entrée, quand bien même cette excitation balaierait un grand nombre de paramètres (longueur d'onde, polarisation, incidence...).

Dans ce cadre, la scrutation stochastique apporte une alternative originale complémentaire des méthodes précitées. Cette analyse est rendue possible au travers de la polarisation partielle de la lumière, caractéristique d'un champ électromagnétique dont les états ne sont que partiellement (statistiquement) connus. En d'autres termes, une lumière partiellement (ou totalement) dépolarisée transporte un désordre temporel que l'on peut projeter sur un milieu désordonné (désordre spatial). Ces propriétés temporelles impactent directement les histogrammes spatiaux des paramètres lumineux (état et degré de polarisation, cohérence temporelle...), dont l'analyse statistique fournit alors de nouvelles signatures spécifiques des milieux sondés. Ces signatures sont également utiles à la quantification des effets mémoire à la traversée de milieux désordonnés, largement utilisés pour l'imagerie en milieu diffusant.

Nous présenterons dans cet exposé les derniers résultats marquants obtenus dans ce domaine en couplant l'optique électromagnétique à l'optique statistique ainsi qu'une étude expérimentale sur des échantillons représentatifs des différents régimes de diffusion. Nous verrons ainsi comment les lois de densité de probabilité du degré de polarisation évoluent avec la microstructure des milieux et constituent des signatures pertinentes des milieux complexes.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé dans le cadre du projet ANR TRAMEL (ANR blanc 2011-2015)
<http://conceptatfresnel.wix.com/tramel>

RÉFÉRENCES

- [1] M. Zerrad, G. Soriano, A. Ghabbach, and C. Amra, "Light enpolarization by disordered media under partial polarized illumination: The role of cross-scattering coefficients," *Opt. Express* 21, 2787-2794 (2013).
- [2] G. Soriano, M. Zerrad, and C. Amra, "Enpolarization and depolarization of light scattered from chromatic complex media," *Opt. Express* 22, 12603-12613 (2014)
- [3] A. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, and C. Amra, "Accurate metrology of polarization curves measured at the speckle size of visible light scattering," *Opt. Express* 22, 14594-14609 (2014)
- [4] A. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, S. Liukaityte, and C. Amra, "Depolarization and enpolarization DOP histograms measured for surface and bulk speckle patterns", *Optics Express*, Vol. 22, Iss. 18, p. 21427 (2014)
- [5] J. Dupont, X.r Orlik, A. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, and C. Amra, "Polarization analysis of speckle field below its transverse correlation width : application to surface and bulk scattering," *Opt. Express* 22, 24133-24141 (2014)
- [6] Myriam Zerrad, Hervé Tortel, Gabriel Soriano, Ayman Ghabbach, and Claude Amra, "Spatial depolarization of light from the bulks: electromagnetic prediction," *Opt. Express* 23, 8246-8260 (2015)

MÉTROLOGIE SPATIALEMENT RÉSOUE DES PARAMÈTRES DE POLARISATION**D'UN CHAMP DE SPECKLE: ANALYSE LOCALE ET STATISTIQUE****Myriam Zerrad, Ayman Ghabbach, Gabriel Soriano, Claude Amra***Aix Marseille Université, CNRS, Centrale Marseille,
Institut Fresnel, UMR 7249, 13013 Marseille, France*myriam.zerrad@fresnel.fr**RÉSUMÉ**

L'étude des milieux désordonnés est souvent indissociable de celle du comportement polarimétrique du speckle. Ce signal étant sensible à toute variation de l'environnement, une analyse métrologique fine de son comportement nécessite une instrumentation sans mouvement mécanique. Nous avons dans ce contexte développé un ellipsomètre spatialement résolu et sans mouvement mécanique qui permet de quantifier les paramètres polarimétriques du champ diffusé à une échelle sub-speckle et avec une précision de l'ordre du %.

MOTS-CLEFS : *Lumière complexe et milieux désordonnés, Métrologie & instrumentation, Speckle, Polarisation, Ellipsométrie ...*

Les phénomènes inhérents à la polarisation de la lumière sont à l'heure actuelle au centre de nombreux travaux de recherche sur les aspects théoriques, mais également instrumentaux. Plus particulièrement, il a récemment été montré que la lumière diffusée par des milieux complexes présente des propriétés polarimétriques caractéristiques du milieu éclairé. On assiste par exemple dans certaines conditions à une dépolarisation spatiale [1] et/ou une repolarisation temporelle [2-4] de la lumière diffuse. Une caractérisation expérimentale fine de ces phénomènes nécessite la mise en œuvre d'une métrologie dédiée permettant de caractériser les variables polarimétriques du champ diffusé avec une sensibilité optimale. La mesure devra par ailleurs permettre une analyse de la lumière diffuse à une échelle sub-speckle. Un ellipsomètre spatialement résolu a donc été mis en œuvre et sera présenté ici. En raison de difficultés inhérentes à la stabilité du speckle [5], différentes procédures peuvent être mises en œuvre mais il est important de veiller à ce que le signal ne subisse aucun mouvement mécanique, d'où la nécessité d'utiliser uniquement des composants pilotables électriquement pour gérer les différents paramètres de scan. Enfin, une attention particulière sera portée à la forme et la précision des signaux mesurés dont il est nécessaire de s'assurer du sens physique, avant d'en extraire les paramètres de polarisation.

L'instrument développé pour répondre à cette problématique sera présenté. Il s'appuie sur l'utilisation de composants CCL. Un fit analytique est mis en œuvre pour une mesure rapide et précise sur l'ensemble des pixels d'une matrice CCD placée dans le champ lointain d'une lumière diffusée. Les résultats permettent de préciser la pertinence d'une mesure dans le grain de speckle. Un exemple de mesure de la dispersion spatiale de la polarisation dans le grain de speckle est donné fig. 1 dans le cas d'une diffusion de type surfacique. Les procédures d'étalonnage, quantifications exactes des performances et application à différents régimes de diffusion seront présentés. La technique est en outre appliquée à la caractérisation d'échantillons diffusants de microstructure variable et mettent en évidence les signatures des milieux complexes, ouvrant ainsi le champ des applications au sondage des milieux inertes ou vivants.

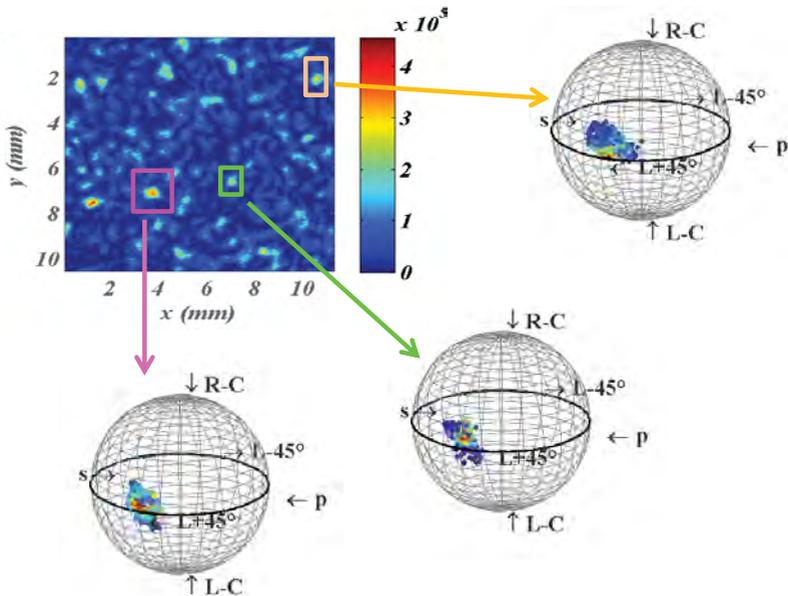


Fig. 1 : Mesure spatialement résolue de la répartition des états de polarisation dans le grain de speckle – Cas d'un diffuseur surfacique- Représentation de trois grains sur la sphère de Poincaré – Les couleurs sont représentatives des niveaux d'énergie.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé dans le cadre du projet ANR TRAMEL (ANR blanc 2011-2015)
<http://conceptatfresnel.wix.com/tramel>

RÉFÉRENCES

- [1] "Gradual loss of polarization in light scattered from rough surfaces: Electromagnetic prediction," M. Zerrad, J. Sorrentini, G. Soriano, and C. Amra, *Optics Express* 18, 15832-15843 (2010).
- [2] "Enpolarization of light by scattering media", J. Sorrentini, M. Zerrad, G. Soriano, and C. Amra., *Opt. Exp.*, 19, pp. 21313-21320 (2011). *Highlight in Nature Photonics*, 5, 712 (2011)
- [3] Coherence and polarization properties in speckle of totally depolarized light scattered by totally depolarizing media, P. Réfrégier, M.Zerrad.; C. Amra, *Optics Letters*, Vol. 37 Issue 11, pp.2055-2057 (2012)
- [4] "Light enpolarization by disordered media under partial polarized illumination: The role of cross-scattering coefficients" M. Zerrad, G. Soriano, A. Ghabbach, and C. Amra , *Optics Express*, Vol. 21, Issue 3, pp. 2787-2794 (2013)
- [5] "Polarimetric imaging beyond the speckle grain scale", Pouget, Lucien; Fade, Julien; Hamel, Cyril; Alouini, Mehdi, *Applied Optics*, Vol. 51 Issue 30, pp.7345-7356 (2012)
- [6] A. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, and C. Amra, "Accurate metrology of polarization curves measured at the speckle size of visible light scattering," *Opt. Express* 22, 14594-14609 (2014)
- [7] A. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, S. Liukaityte, and C. Amra, "Depolarization and enpolarization DOP histograms measured for surface and bulk speckle patterns", *Optics Express*, Vol. 22, Iss. 18, p. 21427 (2014)

NANOSTRUCTURATION DE FILM D'OR SUR VERRE POUR LA BIODETECTION PAR DIFFUSION RAMAN EXALTEE DE SURFACE ET RESONANCE DE PLASMON DE SURFACE.

J-F. Bryche^{1,2}, G. Barbillon¹, A-L. Coutrot², F. Hamouda¹, A. Aassime¹, R. Gillibert^{2,3,4}, M. Sarkar², A. Olivéro^{2,4}, M. Besbes², P. Gogol¹, E. Maillart⁴, J. Moreau², M. Lamy de La Chapelle³, B. Bartenlian¹, M. Canva²

¹ *Institut d'Electronique Fondamentale, UMR CNRS 8622,
Université Paris Sud, 91405 Orsay Cedex, France.*

² *Laboratoire Charles Fabry UMR CNRS 8501, Institut d'Optique Graduate School,
Université Paris Sud, 91227 Palaiseau Cedex, France.*

³ *Laboratoire CSPBAT UMR CNRS 7244,
Université Paris 13, 93017 Bobigny, France.*

⁴ *HORIBA Jobin Yvon S.A.S, 91120 Palaiseau, France.*

jean-francois.bryche@u-psud.fr

RÉSUMÉ

L'amélioration des biocapteurs et de leur sensibilité est un challenge qui fait l'objet d'une recherche constante ces dernières années. Par l'utilisation de nanostructures d'or sur un film d'or, nous montrons comment améliorer les biocapteurs existants reposant sur l'effet Raman exaltée de surface et la résonance de plasmon de surface.

MOTS-CLEFS : *Nanostructuration ; SERS ; SPR ; Biosensors.*

1. INTRODUCTION

Afin de répondre aux exigences des normes sanitaires et environnementales, il est nécessaire d'être en mesure de détecter et d'identifier des molécules ou des agents pathogènes de manière rapide pour de faibles concentrations. En répondant à cette problématique, les biocapteurs connaissent un essor croissant ces dernières années. Ils sont aussi utilisés dans d'autres domaines tels que la médecine ou les applications militaires. Un des enjeux actuels des biocapteurs est d'améliorer leur sensibilité. Une des voies envisagées est de nanostructurer la surface de la biopuce afin d'exalter certains phénomènes physiques utilisés en biodétection comme les plasmons de surfaces ou l'effet Raman.

2. LA NANOSTRUCTURATION AU SERVICE DE LA BIODETECTION

Notre biocapteur repose sur l'utilisation conjointe (Figure 1) de l'imagerie par résonance de plasmons de surface (SPRI) et sur l'effet Raman exaltée de surface (SERS) [1]. Les deux mesures sont complémentaires puisque la mesure SPR permet de détecter et quantifier la molécule présente sur notre biocapteur tandis que la mesure SERS identifie sa nature via ses modes de vibration. La combinaison de ces deux mesures sur un même substrat est une spécificité qui requiert notamment

un savoir-faire expérimental. En effet, nos échantillons sont des substrats de verre recouverts d'une fine couche d'or sur lesquels sont ensuite réalisées les nanostructures.

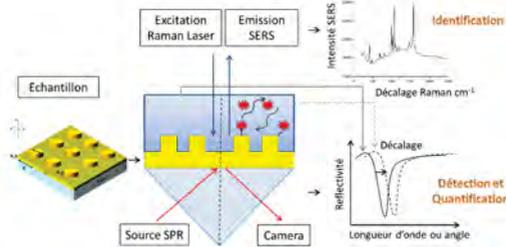


Fig. 1 : Représentation schématique de l'échantillon et de l'instrument bimodal SPR-SERS.

Afin d'améliorer conjointement la sensibilité des mesures SERS et SPR, divers motifs, périodicités et dimensions de nanostructures sont étudiés (Figure 2) et réalisés par lithographie électronique. Cependant, la nano-impression assistée par UV (UV-NIL) est également une voie explorée [2] afin de répondre aux futures exigences industrielles de rapidité, fiabilité et faible coût des substrats. Les dimensions latérales de nos nanostructures sur des zones $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ sont de 50 à 250 nm pour des périodes de 80 à 500 nm.

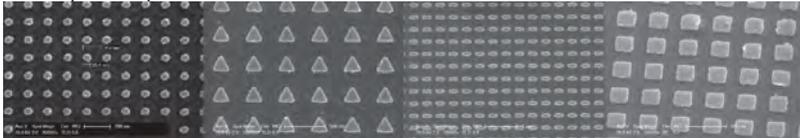


Fig. 2 : Images par Microscopie Electronique à Balayage de nanostructures d'or sur film d'or (disques ($D = 55 \text{ nm}$, $P = 150 \text{ nm}$), triangles, ellipses et carrés ($D = 200 \text{ nm}$, $P = 400 \text{ nm}$)).

Les échantillons obtenus sont caractérisés expérimentalement sur un banc d'imagerie permettant une mesure angulo-spectrale de la réponse plasmonique de la biopuce [3]. Des mesures SERS sont également réalisées. L'ensemble de nos résultats est confirmé par des simulations afin de rendre compte des propriétés obtenues tels que le couplage des plasmons [4].

CONCLUSION

Nos échantillons permettent conjointement l'utilisation de deux méthodes de caractérisation (Effet Raman de Surface Exaltée et Résonance par Plasmon de Surface) et permettent d'obtenir de meilleures sensibilités par l'intermédiaire des nanostructures avec des gains observés expérimentalement (un ordre de grandeur en SERS) et théoriquement via le couplage des propriétés plasmoniques [4].

RÉFÉRENCES

- [1] H. Shen, N. Guillot, J. Rouxel, M. Lamy de la Chapelle, T. Toury, "Optimized plasmonic nanostructures for improved sensing activities", *Optics Express*, vol. 20, pp. 21278-21290, 2012.
- [2] G. Barbillon, F. Hamouda, S. Held, P. Gogol, B. Bartenlian, "Gold Nanoparticles by soft UV nanoimprint lithography coupled to a lift-off process for plasmonic sensing of antibodies", *Microelectron Eng* vol.87, pp.1001-1004, 2010.
- [3] A. Sereida, J. Moreau, M. Canva, E. Maillart, "High performance multi-spectral interrogation for surface plasmon resonance imaging sensors", *Biosensors & Bioelectronics*, vol. 54, pp. 175-180, 2014.
- [4] M. Sarkar, M. Besbes, J. Moreau, J-F. Bryche, A. Olivéro, G. Barbillon, A-L. Coutrot, B. Bartenlian, M. Canva, "Hybrid Plasmonic Mode by Resonant Coupling of Localized Plasmons to Propagating Plasmons in a Kretschmann Configurations", *ACS Photonics*, vol. 2, pp. 237-245, 2015.

EFFICACITE SPECTRALE DE META-MATERIAUX THERMIQUES OBTENUS PAR APPLICATION DES TRANSFORMATIONS OPTIQUES DE L'ESPACE

David Petiteau¹, Sebastien Guenneau¹, Michel Bellieud², Myriam Zerrad¹ et Claude Amra²

¹ Aix Marseille Université, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel, UMR 7249, 13013 Marseille, France

² LMGC, UMR-CNRS 5508, Université Montpellier II, 34095 Montpellier Cedex 5, France.

david.petiteau@fresnel.fr

RESUME

L'extension des techniques optiques de transformations d'espace au management des flux de chaleur a permis de concevoir différents systèmes mettant en jeu des méta-matériaux thermiques. Nous en présenterons quelques applications (cape, concentrateur, tapis...) et porterons un intérêt particulier à l'efficacité des structures homogénéisées eu égard au pavage concerné.

MOTS-CLEFS : *Optique transformationnelle, diffusion de la chaleur, méta-matériaux, analogie optique-thermique*

En 2006, Pendry, Schurig et Smith [1] montraient que l'on pouvait obtenir un phénomène d'invisibilité optique à l'aide d'une transformation d'espace appliquée sur une certaine région de l'espace. La cape d'invisibilité obtenue présentait de fortes propriétés hétérogènes et anisotropes qui résultaient directement de la forme de la transformation d'espace utilisée. Depuis, diverses transformations d'espace ont été transposées à d'autres phénomènes tels que la propagation d'onde acoustique, et sismique ou encore à la propagation des vagues. Plus récemment, ce principe s'est étendu aux phénomènes de diffusion que sont les flux de chaleur ou encore la diffusion de particules.

Notre étude se concentre sur l'analyse de l'efficacité de différents systèmes thermiques obtenus par transformation d'espace tels que les capes et les concentrateurs thermiques. Nous définissons une efficacité qui permet d'évaluer quantitativement les performances de ces systèmes thermiques homogénéisés. La performance est analysée eu égard à celle de la cape idéale anisotrope, et en fonction du pavage considéré. Pour les capes, on chiffre l'efficacité avec laquelle les isothermes sont redressées, en comparaison de la forme originelle des isothermes [2]. Les concentrateurs sont quant à eux évalués sur leur capacité à concentrer le flux.

En fonction de l'application, les capes idéales sont approchées par des systèmes multicouches concentriques ou par des multicouches polaires en utilisant la méthode de convergence double échelle introduite et développée par et G. Nguetseng (1989) [3] et G. Allaire (1992) [4].

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé grâce au soutien de la direction Générale de l'Armement et de l'Agence Nationale de la Recherche (projet ANR INPACT - ANR blanc 2014-2017)

RÉFÉRENCES

- [1] Pendry, J. B., Schurig, D. & Smith, D. R. Controlling electromagnetic fields. *Science* 312, 1780–1782 (2006).
- [2] Petiteau D., Guenneau S., Bellieud M., Zerrad M. and Amra, C. "Spectral Efficiency of Engineered Thermal Cloaks in the Frequency Regime" *Scientific Reports*, 4, 7386, (2014)
- [3] Nguetseng, G. A general convergence result for a functional related to the theory of homogenization. *SIAM J. Math. Anal.* 20, 608–623 (1989).
- [4] Allaire, G. Homogenization and two-scale convergence. *SIAM J. Math. Anal.* 23, 1482–1518 (1992).

VERS LES CELLULES SOLAIRES A HAUT RENDEMENT A BASE DE COMPOSES III-V SUR SUBSTRATS BAS-COUTS DE SILICIUM

M. Da Silva¹, S. Almosni¹, C. Cornet¹, A. Létoublon¹, C. Levallois¹, A. Rolland¹, J. Even¹, L. Pédesseau¹, S. Wang¹, A. Le Corre¹, S. Loualiche¹, P. Rale², L. Lombez², J.-F. Guillemoles^{2,3}, F. Mandorlo⁴, M. Lemiti⁴, and O. Durand¹

¹ UMR FOTON, CNRS, INSA de Rennes, F-35708 Rennes, France

² Institut de Recherche et Développement sur l'Energie Photovoltaïque (IRDEP), UMR 7174 - CNRS-EDF-ENSCP, EDF R&D, 6 quai Watier, 78401 Chatou Cedex, France

³ NextPV, LIA CNRS-RCAST/U. Tokyo-U. Bordeaux, 4-6-1 Komaba, Meguro-ku, Tokyo 153-8904, Japan

⁴ University of Lyon, Lyon Institute of Nanotechnology (INL) UMR CNRS 5270, INSA de Lyon, Villeurbanne

mickael.da-silva@insa-rennes.fr

RÉSUMÉ

GaAsPN est un matériau très prometteur pour l'élaboration de cellules solaires double jonctions sur substrat monocristallin silicium à bas coût. Nous passons en revue les différentes étapes technologiques que nous avons développées, dans l'optique d'élaborer ce type de cellules solaires à haute efficacité sur substrat silicium.

MOTS-CLEFS : *cellule solaire tandem, matériau III-V sur Si, épitaxie par jets moléculaires, nitrures dilués.*

1. INTRODUCTION

A ce jour, les meilleurs rendements de conversion photovoltaïque ont été obtenus avec des cellules solaires multi-jonctions à base de matériaux semi-conducteurs III-V monocristallins sous éclairage solaire concentré. Cependant, le recours aux substrats III-V dans la fabrication de cellules solaires à haut rendement pose le problème des coûts conséquents de ces matériaux. Afin de relever le défi stratégique d'un coût de 0.25-0.5 Euro/Wp, nous avons opté pour l'utilisation du substrat silicium, qui est très abondant sur Terre et donc bon marché. Il représente aujourd'hui environ 85 % du marché des matériaux utilisés dans la fabrication des panneaux solaires, Sunpower filiale de Total étant leader du marché mondial des panneaux en silicium monocristallin. L'intégration monolithique d'hétérostructures III-V sur silicium reçoit donc beaucoup d'intérêt puisqu'elle permettrait de concilier à la fois hauts rendements et bas coûts, tout en capitalisant sur une filière industrielle éprouvée.

2. MÉTHODOLOGIE ET RÉSULTATS

Une cellule solaire tandem, constituée d'une cellule III-V à 1.7 eV III-V sur une cellule c-Si à 1.1 eV, permettrait théoriquement d'atteindre 37% de rendement sous le spectre AM 1.5G [1]. Néanmoins, l'efficacité des cellules solaires multi-jonctions est très sensible aux défauts structuraux tels que les dislocations générées lors de la croissance métamorphique qui réduisent drastiquement les durées de vie des porteurs, donc le courant extrait et la performance globale de la cellule. Ainsi, combiner les technologies III-V et Si dans une structure photovoltaïque en parfait accord de maille, permettrait d'améliorer le rendement et de réduire les coûts de ces cellules solaires à multi-jonctions significativement.

La cellule solaire tandem GaAsPN/Si sera connectée électriquement à une jonction tunnel. Des modélisations ont démontré des densités de courant théoriques élevées pour les jonctions

GaP(n+)/Si(p+) et Si(n+)/Si(p+) [2]. Concernant l'absorbeur GaAsPN, des calculs dans l'approximation des liaisons fortes croisés avec une modélisation de l'épaisseur critique ont indiqué qu'un alliage quaternaire GaAsPN contenant 9% d'As et 4% de N est intéressant à la fois pour sa bande interdite (1,81eV) et son épaisseur critique autorisant la croissance pseudomorphique de 1 μm d'absorbeur [3]. 100 nm de GaAsPN ont été épitaxiés en accord de maille sur GaP(001) afin d'évaluer la qualité du matériau, indépendamment des défauts potentiels générés à l'interface GaP/Si. Après un recuit post croissance, cet alliage montre une forte absorption autour de 1,8-1,9 eV, ainsi qu'une photoluminescence à température ambiante adaptée au développement de la top jonction.

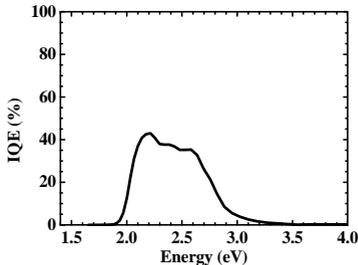


Fig. 1 : Rendement quantique interne d'une jonction PIN GaP/GaAsPN 1 μm /GaP épitaxié sur GaP(001).

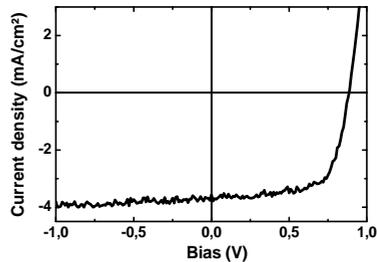


Fig. 2 : J-V sous le spectre solaire AM1.5G d'une jonction PIN GaP/GaAsPN 300 μm /GaP épitaxié sur GaP(001).

Nos premières cellules solaires PIN GaP/GaAsPN/GaP ont été élaborées par MBE sur GaP(001) préalablement à l'utilisation de pseudo-substrats GaP/Si(001) [4]. Le rendement quantique (IQE à environ 40%) montre que les porteurs sont extraits de l'absorbeur de 1 μm (fig.1). La caractéristique I-V sous éclaircissement montre une tension de circuit ouvert record à 1.18V. Notre meilleure cellule a été obtenue avec un absorbeur de 300 nm avec 2.25% de rendement sous AM1.5G (fig.2). Cette cellule a également démontré un facteur de remplissage de 71% et un courant de court-circuit de 3.77 mA/cm² remarquables, malgré une tension de circuit ouvert relativement faible (0.89V). En supposant qu'une épaisseur d'absorbeur de 1 μm est nécessaire pour une absorption maximale et en notant l'absence de revêtement anti-réflexion, ces derniers résultats sont encourageants.

CONCLUSION

À l'évidence, de meilleurs rendements pourraient être atteints via une optimisation approfondie de la croissance, du recuit et de l'architecture de la jonction PIN. Ces résultats sont prometteurs et valident notre approche pour l'élaboration d'une double jonction solaire en accord de maille sur substrat silicium. La jonction tunnel est actuellement à l'étude au préalable de la cellule tandem complète incluant une cellule bottom Si d'architecture adaptée.

Ce projet a été financé par la région Bretagne à travers le projet PONANT comprenant des fonds du FEDER et par le projet ANR MENHIRS (2011-PRGE-007-01).

RÉFÉRENCES

- [1] Kurtz, Sarah R., P. Faine, and J. M. Olson. "Modeling of two-junction, series-connected tandem solar cells using top-cell thickness as an adjustable parameter." *J. Appl. Phys.* 68.4 (1990): 1890-1895.
- [2] Rolland, Alain, et al. "Design of a lattice-matched III-V-N/Si photovoltaic tandem cell monolithically integrated on silicon substrate." *Opt. Quant. Electron.* 46.10 (2014): 1397-1403.
- [3] Almosni, Samy, et al. "Evaluation of InGaPN and GaAsPN materials lattice-matched to Si for multi-junction solar cells." *J. Appl. Phys.* 113.12 (2013): 123509.
- [4] Durand, Olivier, et al. "Monolithic Integration of Diluted-Nitride III-VN Compounds on Silicon Substrates: Toward the III-V/Si Concentrated Photovoltaics." *Energy Harvest. Syst.* 1.3-4 (2014): 147-156.

CINETIQUE DE RIBOSOMES EUCARYOTES INDIVIDUELS PAR MICROSCOPIE DE FLUORESCENCE EN REFLEXION TOTALE

N. Barbier¹, O. Bugaud², N. Fizman¹, H. Chommy², A. Le Gall¹, D. Dulin¹, M. Saguy², K. Perronet¹, O. Namy², N. Westbrook¹

¹ Laboratoire Charles Fabry, UMR 8501, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris Sud 11, 2, Avenue Augustin Fresnel 91127 Palaiseau cedex, France

² Institute for Integrative Biology of the Cell (I2BC), CEA, CNRS, Université Paris-Sud, Batiment 400, 91400 Orsay, France

nathalie.westbrook@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous avons observé en direct le mouvement de ribosomes eucaryotes individuels lors de la traduction d'une dizaine d'acides aminés. Nous avons mesuré un temps de traduction de l'ordre d'un codon par seconde et mis en évidence un retard de plusieurs dizaines de secondes dû à l'initiation par une structure virale. Dans cette expérience, le passage d'un ribosome en deux points précis de la séquence à traduire est visualisée grâce à deux marqueurs fluorescents fixés sur l'ARN messenger dont on observe les instants de départ lors du passage du ribosome par microscopie de fluorescence en réflexion totale.

MOTS-CLEFS : *molécule unique ; microscopie ; ribosome ; fluorescence*

1. INTRODUCTION

Bien que le rôle du ribosome soit bien connu dans la synthèse des protéines, les détails de sa structure atomique n'ont été élucidés qu'en 2000 grâce à la diffraction X, d'abord pour le ribosome bactérien (procaryote) et en 2009 pour l'eucaryote. La cinétique de ce moteur moléculaire joue un rôle essentiel mais elle reste difficile d'accès car ses multiples étapes la rendent compliquée à synchroniser sur un ensemble de ribosomes. Les études en molécule unique et en cryo-microscopie électronique ont permis depuis une dizaine d'années d'accéder à une meilleure compréhension de la dynamique de traduction sur les ribosomes bactériens. Etendre cette approche à la traduction eucaryote, plus complexe mais plus représentative du cas humain, est très attirant, mais présente des difficultés liées à l'initiation et au marquage du ribosome.

2. OBSERVATION DE LA TRADUCTION EN MICROSCOPIE DE FLUORESCENCE

Nous présentons ici la première étude de la dynamique de traduction en molécule unique pour des ribosomes de mammifères. Nous initions la traduction grâce une structure secondaire sur l'ARN (appelée IRES, impliquée dans la répllication de certains virus) et nous observons indirectement le passage du ribosome non modifié grâce à des jalons fluorescents, constitués d'oligonucléotides marqués avec un fluorophore hybridés à une position bien précise sur l'ARN messenger. Du fait de son activité hélicase [1], le ribosome est capable de détacher cet oligonucléotide pour poursuivre la traduction. Deux oligonucléotides rouge et vert sont hybridés en deux positions différentes sur l'ARN messenger (figure 1).

La disparition successive du signal de fluorescence de ces deux fluorophores nous permet de mesurer la vitesse de traduction du ribosome (figure 2A). Par microscopie de fluorescence en réflexion totale, nous observons en parallèle la cinétique de traduction de plusieurs centaines de

ribosomes individuels (figure 2B) et nous pouvons donc en déduire une distribution des vitesses de traduction. Nous avons ainsi pu montrer que l'initiation par la structure IRES conduit à un ralentissement du premier pas d'élongation [2].

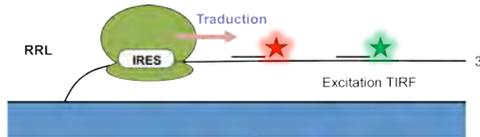


Fig. 1 : Principe de l'expérience. Un ARN messager portant une structure IRES d'accroche du ribosome et deux jalons fluorescents rouge et vert est fixé sur une lamelle de verre à la surface de laquelle on crée une onde évanescente permettant d'exciter successivement les deux fluorophores. La traduction est initiée par l'injection d'un extrait sanguin (Rabbit Reticulote Lysate ou RRL). Un ribosome du RRL vient se fixer sur l'ARNm au niveau de l'IRES et traduit la séquence, détachant par son mouvement les deux fluorophores hybridés.

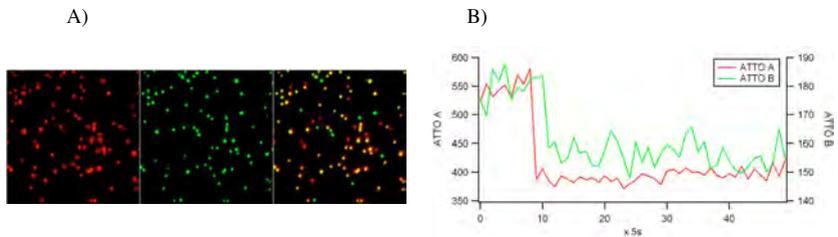


Fig. 2 : A) Trace temporelle typique pour les deux marqueurs fluorescents portés par le même complexe ribosome-ARN messager: on voit le ribosome détacher le fluorophore rouge après 40 s puis le vert à 50 s. On voit donc apparaître un retard important au démarrage puisque le nombre de codons à traduire est de 5 avant le premier jalon et de 9 codons supplémentaires entre les deux jalons rouge et vert.

B) Même portion du champ observé en microscopie de fluorescence en réflexion totale avec excitation des fluorophores rouges (à gauche) puis verts (au milieu). Sur la superposition des deux images (droite), les points jaunes représentent les ARN portant simultanément les deux fluorophores. L'intensité de chacun de ces points jaunes est mesurée au cours du temps et donne une trace du type de celle présentée à la figure A.

CONCLUSION

Cette nouvelle méthode d'étude en molécule unique, dont le principe est assez simple pour nous avoir permis de l'appliquer à des ribosomes de mammifères, ouvre des perspectives très intéressantes pour étudier le rôle des perturbations de la machinerie de traduction dans les maladies humaines. En particulier nous prévoyons d'introduire entre nos deux jalons fluorescents des obstacles susceptibles d'induire des erreurs programmées de traduction et en étudier l'effet sur la cinétique de traduction.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Takyar et al, "mRNA helicase activity of the ribosome", Cell 120, 474-483 (2005)
- [2] H.Chommy et al , "Kinetics of IRES-mediated eukaryotic translation using single molecule fluorescence microscopy" (soumis)

MESURE SPECTRALEMENT ET ANGULAIREMENT RESOLUE DE LA LUMIERE DIFFUSEE PAR LES FILTRES INTERFERENTIELS COMPLEXES

Simona Liukaityte, Myriam Zerrad, Michel Lequime et Claude Amra

Aix Marseille Université, CNRS, Centrale Marseille,
Institut Fresnel, UMR 7249, 13013 Marseille, France

myriam.zerrad@fresnel.fr

RÉSUMÉ

Les progrès réalisés ces dernières années sur les techniques de fabrication de composants optiques interférentiels autorisent désormais la réalisation de formules de plus en plus complexes. Si les fonctions de filtrage obtenues y gagnent en performances, les pertes par diffusion lumineuse de ces composants peuvent être pénalisantes, avec des comportements spécifiques aux multicouches. Les indicatrices spectrales et angulaires présentent en effet des comportements rapidement variables dont la caractérisation fine est un nouvel enjeu. Dans ce contexte, un diffusomètre spectralement et angulairement résolu a été développé. Les performances de l'instrument permettent de répondre à la problématique. Celui-ci sera présenté en détail et des mesures sur des échantillons représentatifs permettront d'appréhender les performances du nouveau dispositif.

MOTS-CLES : *Diffusion lumineuse angulaire et/ou spectrale, BRDF/BSDF, Métrologie, couches minces optiques*

Compte tenu du besoin croissant des utilisateurs et des progrès réalisés ces dernières années sur les technologies de dépôts, une nouvelle génération de filtres optiques interférentiels présentant un grand nombre de couches est désormais accessible. Ces structures permettent d'atteindre des performances spectrales extrêmes mais, du fait de leur complexité, ont pour effet secondaire d'exalter les taux de lumière diffusée. Ces composants présentent ainsi souvent des lobes de diffusion qui peuvent être angulaires ou spectraux. Il est donc essentiel de pouvoir prédire [1-4] les conditions d'apparition de ces lobes, mais aussi de les caractériser. L'enjeu est ici d'être capable de quantifier les variations spectrales et angulaires de la lumière diffusée par ces filtres avec la précision nécessaire à la métrologie des composants optiques de pointe tout en garantissant une résolution angulaire et spectrale optimale.

Dans ce contexte, les travaux récents menés par notre groupe à l'Institut Fresnel [5,6] ont permis le développement d'un nouveau diffusomètre répondant à cette problématique. Le dispositif SALSA (*Spectral and Angular Light Scattering characterization Apparatus*) présenté Fig. 1 utilise un laser à super-continuum doublé d'un filtre accordable, ce qui permet de choisir arbitrairement la longueur d'onde d'éclairage sur la gamme [400 nm -1000 nm] et une caméra CCD à haute sensibilité et bas bruit pour la détection.

La configuration mécanique est celle d'un diffusomètre classique : l'éclairage est fixe, l'angle d'incidence arbitraire, et le système optique de reprise effectue une rotation centrée sur l'échantillon. Les systèmes optiques d'éclairage et de détection sont entièrement synchronisés, intégrés et automatisés. Par ailleurs, la synchronisation de l'acquisition sur les voies de mesure et de référence par un shutter externe permet d'obtenir une précision meilleure que 0,1% sur les signaux mesurés. Les niveaux bas mesurables par l'instrument sont actuellement limités par la diffraction de

MESURE LARGE BANDE DE LA TRANSMISSION SPECTRALE DE FILTRES OPTIQUES COMPLEXES PRESENTANT DES DENSITES SUPERIEURES A 12

Simona Liukaityte, Michel Lequime, Myriam Zerrad, Thomas Begou, Claude Amra

*Aix Marseille Université, CNRS, Centrale Marseille,
Institut Fresnel, UMR 7249, 13013 Marseille, France*

michel.lequime@fresnel.fr

RESUME

Nous décrivons un nouvel instrument de mesure de transmission permettant la caractérisation spectralement résolue de filtres optiques interférentiels présentant des densités optiques comprises entre 0 et 12. Le dispositif s'appuie sur l'utilisation d'un laser accordable sur la gamme [400-1000 nm] et d'une caméra CCD à bas bruit et haute sensibilité qui opère dans un mode d'intégration parfait. Les premiers résultats expérimentaux obtenus sur des composants dédiés seront également présentés.

MOTS-CLES : *Métrologie, Instrumentation, Propriétés Spectrales, Filtres Optiques Interférentiels, Densités, Transmission*

Les filtres optiques interférentiels sont des composants essentiels de l'instrumentation optique moderne et les spécifications requises sont de plus en plus exigeantes dans divers domaines tels que la microscopie de fluorescence [1], la spectroscopie Raman [2], l'astronomie [3] et l'observation de la terre depuis l'espace [4,5]. De nouvelles technologies de dépôt efficaces sont désormais disponibles et permettent une fabrication de précision de filtres interférentiels multicouches hautement complexes, ceux-ci pouvant couramment présenter plus d'une centaine de couches. Néanmoins, la qualification de tels composants nécessite une mesure haute précision de leurs propriétés optiques, afin de permettre une comparaison fiable entre les caractéristiques de transmission spectrale théorique et expérimentale. Des moyens spectrophotométriques classiques peuvent être utilisés pour effectuer ce contrôle, lorsque les niveaux de transmission sont compris entre 0,01% et 100%, mais la détermination des niveaux de réjection supérieurs à 4 en termes de densité optique reste difficile et souvent inexacte. Nous montrons dans cette présentation comment le banc *SALSA* [6,7] (*Spectral and Angular Light Scattering characterization Apparatus*) développé par notre équipe peut désormais être utilisé pour étendre la gamme des mesures de rejection accessibles jusqu'à des densités optiques de 12 tout en gardant une résolution spectrale meilleure que 2 nm et une précision relative de la mesure de transmission inférieure à 1%.

Le nouveau système optique [8] sera détaillé et nous insisterons sur le rôle clé de la pureté spectrale de la source de lumière et l'influence qu'elle peut avoir sur la précision de la mesure de ces niveaux ultra-faibles de transmission spectrale. Nous présenterons par ailleurs les résultats obtenus lors de la qualification fine de ce nouveau banc en termes de métrologie optique ainsi que quelques mesures de réjection large bande sur des filtres optiques complexes. Un exemple d'application est présenté Fig.1 sous forme de la mesure de la transmission spectrale d'un filtre tout d'abord seul (courbe rouge), puis après ajout d'une densité 4 dont la transmission spectrale est donnée en noir. La mesure de ce nouveau filtre (bleu foncé) correspond parfaitement à la courbe prédite par le calcul (bleu clair) et valide la faisabilité de la mesure d'une densité 12.

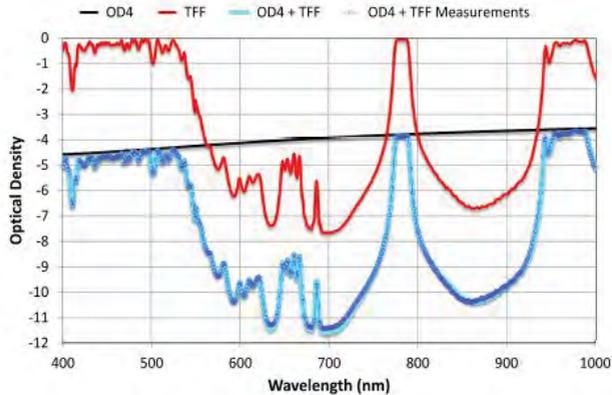


Fig. 1 : Mesure de la transmission spectrale d'un filtre complexe TFF seul et après ajout d'une densité 4. Comparaison du résultat de la mesure à la valeur prédite par le calcul

REMERCIEMENTS

Ce travail a pu être réalisé grâce au soutien de la Direction Générale de l'Armement

RÉFÉRENCES

- [1] J. W. Lichtman and J. A. Conchello, "Fluorescence microscopy," *Nature methods* 2, 910-919 (2005).
- [2] T. Erdogan and V. Mizrahi, "Thin-Film Filters for Raman Spectroscopy," *Spectroscopy* 19, 113-116 (2004).
- [3] C. Araujo-Hauck, S. Fischer, H. Bartko, S. Gillissen, C. Straubmeier, M. Wiest, S. Yazici, F. Eisenhauer, G. S. Perrin, W. Brandner, K. Perraut, A. Amorim, and A. Eckart, "GRAVITY Spectrometer: Metrology laser Filter Spectra," *Semrock Technical Note Series* (2013). blocking strategy at OD=12", *Proc. SPIE 7734, 77342Z* (2010).
- [4] A. F. H. Goetz, G. Vane, J. E. Solomon, B. N. Rock, "Imaging Spectrometry for Earth Remote Sensing" *Science* 228, 1147-1153 (1985)
- [5] R. Le Goff, H. Krol, C. Grèzes-Besset, M. Lequime, T. Begou, C. Hecquet, M. Zerrad, B. Badoil, G. Montay, K. Gasc, "Multispectral filters assemblies for earth remote sensing imagers," in *Proceedings of International Conference on Space Optics* (2014)
- [6] Myriam Zerrad, Michel Lequime, Claude Amra, "Multimodal scattering facilities and modelization tools for a comprehensive investigation of optical coatings" *Proc. SPIE Vol. 8169, 81690K* (2011), invited paper
- [7] <http://conceptatfresnel.wix.com/concept#!parc-instrumental/cvcu>
- [8] S. Liukaityte, M. Lequime, M. Zerrad, T. Begou, and C. Amra, "Broadband spectral transmittance measurements of complex thin-film filters with optical densities of up to 12" *Optics Letters*

PHOTO-DÉTECTEURS À RÉSONATEUR DE MODE GUIDÉ EN INP/INGAAS

Michaël Verdun^{1,2}, Emilie Steveler¹, Fayçal Bai^{1,2}, Christophe Dupuis¹, Katarzyna Jaworowicz¹, Riad Haïdar², Jean-Luc Pelouard¹

¹ MiNaO - Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN-CNRS), route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

² MiNaO - ONERA, The French Aerospace Lab, 91761 Palaiseau, France

michael.verdun@onera.fr

RÉSUMÉ

Les détecteurs infrarouges intégrés dans un nano-résonateur optique permettent une réduction drastique des courants d'obscurité. Dans cette présentation nous discuterons, sur le cas d'école d'un photo-détecteur InP(P)/InGaAs(i)/InP(N) épitaxié, l'impact de ce concept sur les caractéristiques opto-électroniques mesurées.

MOTS-CLEFS : *nanophotonique ; résonateur de mode guidé ; détection infrarouge ;*

1. INTRODUCTION

L'amélioration de la sensibilité des photo-détecteurs quantiques infrarouges passe par la réduction de leur courant d'obscurité. Dans les hétérojonctions de type PiN ce dernier est dû à différents phénomènes de génération et recombinaison au sein des semi-conducteurs, en particulier au niveau de la zone active. L'utilisation de nano-antennes optiques permet une réduction drastique (plus d'un ordre de grandeur) de son épaisseur, passant de plusieurs micromètres à une centaine de nanomètres tout en maintenant la même absorption [1]. Une réduction du courant d'obscurité dans le même rapport est attendue. Nous présentons ici une application à l'intégration d'une hétérojonction InP(P)/InGaAs(i)/InP(N) de zone active d'épaisseur 90 nm dans un résonateur de mode guidé pour de l'imagerie proche infrarouge de très faible flux à 1.5 μm .

2. DIMENSIONNEMENT D'UN RÉSONATEUR DE MODE GUIDÉ

Le résonateur de mode guidé est constitué d'une cavité formée par l'empilement de couches semi-conductrices dans lequel est structuré un réseau 1D sub-longueur d'onde dans l'air, le tout reposant sur un miroir d'or (cf. Figure 1 (a)). Le comportement électromagnétique (cf. Figure 1 (b, c)) de la structure a été simulé dans une approche modale [2]. L'absorption dans la zone active du dispositif a été maximisée en faisant varier les paramètres géométriques du dispositif : épaisseurs, période et taux de remplissage de la structuration.

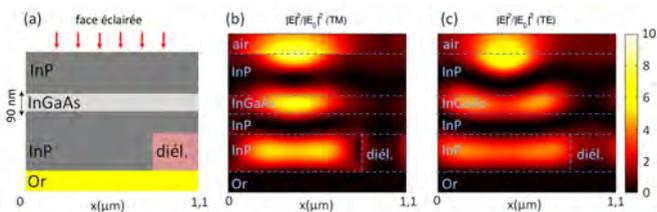


FIGURE 1 : Schéma d'une période la structure (a) et simulation de la distribution du champ $|E|^2$ à la résonance ($\lambda = 1.54 \mu\text{m}$) pour les modes TE (b) et TM (c).

À la résonance principale ($\lambda = 1.54 \mu\text{m}$), les maxima d'absorption en TE et TM (cf. Figure 1 (b, c)) sont localisés dans la zone active du dispositif. Le trajet de collection des photo-porteurs étant réduit

à quelques dizaines de nanomètres et situé dans une zone à fort champ électrique, l'efficacité de leur collection est donc maximale.

3. FABRICATION DE DÉTECTEURS INFRAROUGE RÉSONANTS

La fabrication d'un tel détecteur infrarouge demande le développement de plusieurs étapes de fabrication en salle blanche. On forme d'abord le réseaux sur la face supérieure de l'empilement par gravure sèche de l'InP grâce à un plasma ICP puis par dépôt d'un diélectrique planarisant de type benzocyclotène. Le miroir d'or est alors déposé par évaporation et le tout est reporté sur un substrat hôte. Après retrait du substrat initial, des pixels de différentes dimensions (allant de $20 \times 20 \mu\text{m}$ à $70 \times 120 \mu\text{m}$) sont fabriqués par des étapes classiques de lithographie optique pour l'élaboration des mésas et du contact à chaque pixel, le contact commun étant formé par le miroir d'or.

4. CARACTÉRISATION OPTOÉLECTRONIQUE

Des mesures sous pointes dans un cryostat couplé à un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier ont été réalisées. Les courants d'obscurité typiques des pixels sont de l'ordre de 10^{-10} A pour des polarisations inverses de quelques centaines de millivolts. Les spectres de photo-courant (cf. Figure 2) montrent une absorption multi-résonante en bon accord avec nos prédictions théoriques. La résonance principale, centrée à $1.54 \mu\text{m}$, est indépendante de la polarisation et peu dépendante de l'angle d'incidence.

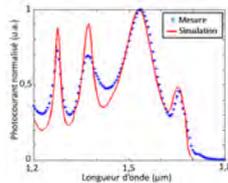


FIGURE 2 : Réponse spectrale d'un photo-détecteur résonant à 300K : photocourant normalisé à l'unité au maximum de la réponse en fonction de la longueur d'onde. En pointillé : mesure expérimentale. En trait continu : simulation de la réponse spectrale.

Basée sur une comparaison des résultats théoriques et expérimentaux, la validation du concept de la réduction du volume de détection et de son impact sur les performances du photo-détecteur sera discutée en détail. La faisabilité technologique des applications à la vision des nuits sans lune sera également discutée.

CONCLUSION

Des photo-détecteurs InP(P)/InGaAs(i)/InP épitaxiés de très faible épaisseur de zone active (90 nm) et inclus dans un nano-résonateur optique de type mode guidé ont été conçus, fabriqués et caractérisés. Le bon accord observé entre théorie et expérience a permis de valider ce concept. Ces résultats ouvrent la voie à la réalisation de photo-détecteurs de grande sensibilité dédiés aux très faibles flux de photons. Au delà de cette application immédiate, le concept pourrait être étendu au moyen et lointain infrarouge pour l'augmentation de la température de fonctionnement des détecteurs refroidis.

RÉFÉRENCES

- [1] B. Portier, B. Vest, F. Pardo, N. Péré-Laperne, E. Steveler, J. Jaeck, C. Dupuis, N. Bardou, A. Lemaitre, E. Rosencher *et al.*, "Resonant metallic nanostructure for enhanced two-photon absorption in a thin gaas pin diode," *Applied Physics Letters*, vol. 105, no. 1, p. 011108, 2014.
- [2] P. Bouchon, F. Pardo, R. Haïdar, and J.-L. Pelouard, "Fast modal method for subwavelength gratings based on b-spline formulation," *JOSA A*, vol. 27, no. 4, pp. 696–702, 2010.

STRUCTURATION MICROMETRIQUE DES PROPRIETES OPTIQUE NON LINEAIRE DU SECOND ORDRE DE MATERIAUX AMORPHES

Flavie Bondu¹, Matthieu Chafer¹, Thierry Cardinal², Evelyne Fargin², Vincent Rodriguez¹,
Marc Dussauze¹

¹ Institut des Sciences Moléculaires, Université de Bordeaux, 33400 Talence, France

² Institut de Chimie de la Matière Condensée de Bordeaux, CNRS-Université Bordeaux, 33600
Pessac, France

flavie.bondu@u-bordeaux.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons ici un procédé d'impression de propriétés optiques non linéaire (ONL) du second ordre sur des matériaux amorphes. Le traitement de polarisation thermique a permis d'imprimer sur la surface d'un verre borophosphate de niobium le motif préalablement induit sur l'anode utilisée. La structure, la composition et les variations d'indice optique du verre ont été déterminées par analyses Raman, de micro-sonde X et d'ellipsométrie. Les résultats obtenus en microscopie de génération de second harmonique (SHG) montrent la possibilité d'induire une structuration micrométrique du signal ONL sur un matériau amorphe.

MOTS-CLEFS : *structuration ; optique non-linéaire ; poling ; matériaux amorphes*

1. INTRODUCTION

L'accroissement des échanges et du stockage de données numériques depuis les années 90 a mené au développement de la photonique. De nombreuses recherches ont permis l'élaboration de systèmes optiques tels que les convertisseurs de fréquence, routeurs, amplificateurs... Le principe de fonctionnement de ces systèmes repose sur les propriétés ONL des matériaux mis en jeu.

Les verres ou matériaux amorphes utilisés pour les fibres, guides d'onde ne possèdent pas de réponse ONL du second ordre.

Un traitement de poling thermique consiste à appliquer un champ électrique sur un matériau amorphe préalablement chauffé puis à refroidir le matériau en laissant le champ électrique appliqué. Grâce à ce type de traitement, il est possible d'implémenter au sein du matériau polarisé une charge d'espace induisant des propriétés ONL du second ordre via un effet électro-optique.

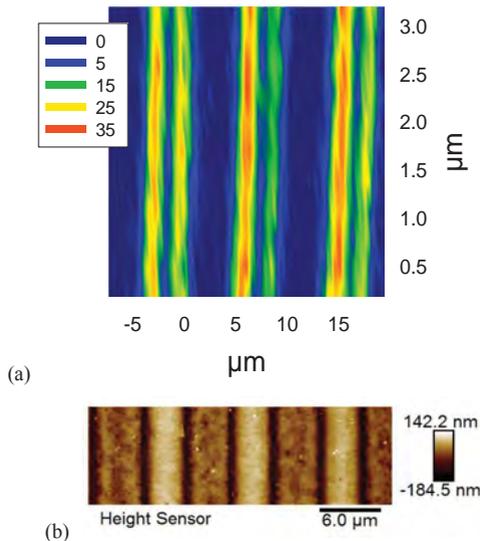
Nous présentons ici un procédé d'impression de propriétés ONL du second ordre basé sur l'utilisation d'électrodes structurées pour implémenter au sein de matériaux amorphes une charge d'espace par traitement de poling thermique [1]. Cette méthode est peu coûteuse, rapide et facile à mettre en œuvre.

2. RÉSULTATS & DISCUSSIONS

Le matériau utilisé dans ce travail est une lame de verre borophosphate de niobium d'un millimètre d'épaisseur dont la formule chimique comporte les éléments suivants Na, B, P, Nb, O.

L'anode utilisée pour le poling thermique est composée d'une couche mince d'ITO de 100 nm d'épaisseur déposée sur un substrat isolant électriquement. La structuration préalable de cette électrode a consisté en l'ablation localisée de la couche mince d'ITO formant une alternance de lignes conductrices et non conductrices variant de 1 à 15 μm d'épaisseur. L'utilisation de l'électrode en tant que « tampon » lors de l'impression à une température de 230°C et une tension de 1,5 kV a permis de reproduire cette structuration sur le verre borophosphate de niobium.

Les figures (a) et (b) présentent respectivement le signal ONL orienté dans le plan de la surface mesuré par microscopie de génération de second harmonique (SHG) et la topologie du verre mesurée par microscopie à force atomique (AFM) après traitement de poling thermique. L'image AFM (Figure b) montre l'inscription de ligne à la surface du verre entraînant une variation de la topologie [2],[3]. L'intensité maximale du signal ONL est localisée aux bords des lignes et non au niveau des zones en contact avec les parties conductrices de l'anode. Des analyses Raman, de micro-sonde X et d'ellipsométrie ont permis de déterminer la structure, la composition et les variations d'indice optique du verre. La microscopie SHG a permis de montrer la possibilité de contrôler la localisation et la géométrie de l'anisotropie au sein du matériau polé et donc contrôler ses propriétés ONL du second ordre. L'accumulation de charges par effet de bord sur les structurations de l'électrode apparaît être un point clé à l'origine de ce procédé de micro-poling.



Figures : (a) Cartographie du signal ONL orienté dans le plan de la surface mesuré par microscopie de génération de second harmonique (SHG), (b) Cartographie de la surface du verre mesurée par microscopie à force atomique (AFM) après traitement de poling thermique.

CONCLUSION

La possibilité d'induire une structuration micrométrique du signal ONL du second ordre sur des surfaces amorphes a été démontrée. Ce nouveau procédé d'impression de propriétés ONL du second ordre est simple à mettre en œuvre et permettrait l'élaboration de dispositifs optiques.

RÉFÉRENCES

- [1] A. A. Lipovskii, V. V. Rusan, and D. K. Tagantsev, *Solid State Ionics*, vol 181, pp. 849–855, 2010.
- [2] H. Takagi, S.-I. Miyazawa, M. Takahashi, R. Maeda, *Appl. Phys. Express* 1, 024003, 2008.
- [3] P.N. Brunkov, V.G. Melekhin, V.V. Goncharov, A.A. Lipovskii, M.I. Petrov, *Tech. Phys. Letters*, vol. 34, n°12, pp. 1030–1033, 2008.

NANOSOURCES DE CHALEUR PHOTO-INDUITES ACTIVEES UNIQUEMENT A GRANDE VITESSE DE BALAYAGE LASER

Zeming Liu¹, Nathalie Destouches¹, Guy Vitrant², Yaya Lefkir¹, Thierry Epicier³, Francis Vocanson¹, Jean-Yves Michalon¹, Saïd Bakhti¹

¹ Université de Lyon, CNRS, UMR 5516, Laboratoire Hubert Curien, Université Jean-Monnet, 18 rue Pr. Laurus, F-42000 Saint-Etienne, France

² IMEP-LAHC, Minatec, Grenoble-INP, CNRS-UMR 5130, 3 Parvis Louis Néel - CS 50257, F-38016 Grenoble, France

³ MATEIS, UMR 5510 CNRS, Université de Lyon, INSA-Lyon, 7 avenue Jean Capelle, F-69621 Villeurbanne, France

nathalie.destouches@univ-st-etienne.fr

RÉSUMÉ

La croissance organisée de nanoparticules (NPs) d'argent a été constatée dans une couche mince de TiO₂ sous illumination par un laser visible continu en translation, mais uniquement pour des vitesses de balayage suffisamment grandes. Ce phénomène contre-intuitif a été étudié et expliqué comme résultant de la compétition entre la photo-oxydation et la croissance thermique des NPs, toutes deux induites simultanément par l'absorption plasmonique. La température photo-induite a été identifiée comme le paramètre clef contrôlant le régime de croissance et un modèle prédictif a été élaboré. Cette compréhension approfondie du mécanisme de croissance permet l'optimisation de structures auto-organisées d'intérêt pour des applications en photocatalyse ou pour le photovoltaïque.

MOTS-CLEFS : *croissance thermique ; nanoparticule ; laser ; électron chaud.*

1. INTRODUCTION

L'absorption plasmonique d'une lumière laser par des NPs d'argent dans une matrice de TiO₂ donne lieu à la génération d'électrons chauds qui peuvent soit se désexciter de manière radiative pour contribuer à la diffusion de l'onde incidence, soit se désexciter de manière non radiative et contribuer à l'échauffement du matériau, soit passer dans la bande de conduction du TiO₂ et initier l'oxydation des NPs. Ces trois mécanismes engendrent un processus d'auto-organisation que nous avons récemment rapporté [1] lorsque les NPs sont placées dans une couche guidante de TiO₂. Nous nous intéressons ici à la caractérisation et à la modélisation de la croissance photo-induite des NPs (Fig. 1) qui se manifeste de manière contre-intuitive : tous paramètres étant égaux par ailleurs, la taille des NPs et de manière concomitante la température ne croissent que si la vitesse de balayage du laser est suffisamment élevée.

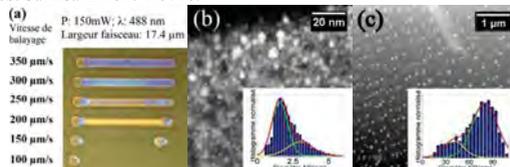


Fig. 1 : a. Image optique de la couche composite TiO₂/Ag avec les micro-inscriptions induites par laser continu en déplacement à vitesse constante (60μm/s-90μm/s) b. Image STEM-HAADF (Scanning Transmission Electron Microscope High-Angle Annular Dark-Field imaging) de la couche à l'état initial. c. Image STEM-HAADF d'une zone auto-organisée induite par laser.

2. COMPETITION ENTRE CROISSANCE THERMIQUE ET OXYDATION

L'excitation photonique du plasmon de NPs d'argent dans une matrice de TiO_2 tend à oxyder les NPs et, si l'intensité lumineuse est suffisamment élevée, à chauffer les NPs. Ce chauffage plasmonique favorise la réduction des ions argent ainsi que la diffusion des atomes d'argent et éventuellement introduit la croissance des NPs. L'énergie cinétique de l'oxydation est proportionnelle à l'intensité incidente. Tandis que, selon la loi d'Arrhenius, la réduction et la diffusion sont assistées exponentiellement par la température variant linéairement avec l'intensité incidente (Fig.2a). Ces deux mécanismes s'opposent dans leur effet sur la taille des NPs et la vitesse de balayage s'avère être un paramètre déterminant pour fixer la prépondérance de l'un ou de l'autre.

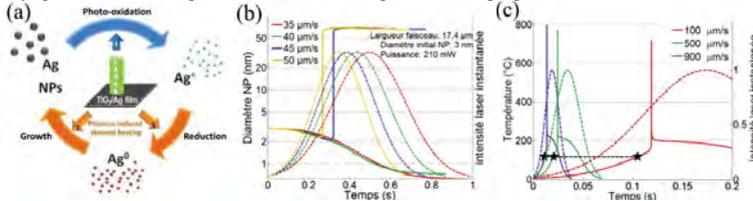


Fig. 2 : a. Compétition entre la photo-oxydation et la croissance thermique. b. Tailles de NPs (lignes continues) et intensité incidente (lignes pointillées) versus temps. c. Hausse de température (lignes continues) et intensité incidente (lignes pointillées) versus temps. Pentacles : Début du régime croissance thermique

Le modèle développé [2] permet de mieux interpréter les résultats expérimentaux obtenus et montre de quelle manière la montée progressive de l'intensité lumineuse en un point donné de l'échantillon, liée à la forme gaussienne du faisceau en mouvement, détermine le résultat de la compétition. Sur le pied du faisceau gaussien l'intensité est trop faible pour que la température monte significativement et la taille des NPs ne fait que diminuer du fait de l'oxydation. La taille finale des NPs dépend ensuite de la vitesse de balayage. Pour les petites vitesses, la longue durée de l'oxydation réduit suffisamment les tailles des NPs et leur section efficace d'absorption pour que la croissance thermique devienne impossible même lors du passage du centre du faisceau. A l'inverse, les vitesses élevées introduisent de courtes durées d'oxydation et permettent le déclenchement de la croissance thermique des NPs sur le front de montée de l'intensité. Les simulations montrent que même si la taille des NPs à l'entrée du régime croissance n'est pas identique pour toutes les vitesses (Fig.2b), la température en ces points de transition reste identique quelle que soit la vitesse (Fig.2c).

CONCLUSION

Le caractère contre-intuitif de la croissance des NPs d'argent qui n'a lieu que lors d'insolations à grande vitesse a été expliqué par la compétition entre la photo-oxydation et la croissance thermique des NPs. Utilisant un modèle de simulation vérifié, on constate également que la condition d'entrée dans le régime croissance n'est pas la taille des NPs mais plutôt une hausse de température suffisante dont la valeur est définie par les paramètres intrinsèques et extrinsèques du système composite. Les réseaux auto-organisés de NPs d'argent dans des films de TiO_2 présentent un intérêt marqué pour des applications liées au filtrage dichroïque [3], mais également au photovoltaïque ou à la photocatalyse car la présence d'ordre dans les nanostructures renforce considérablement l'interaction lumière-NPs par confinement du champ dans le guide d'onde.

REFERENCES

- [1] N. Destouches, et al. "Self-organized growth of metallic nanoparticles in a thin film under homogeneous and continuous-wave light excitation," *J. Mater. Chem. C*, vol. 2, no. 31, pp. 6256–6263, 2014.
- [2] Z. Liu, et al. "Understanding the Growth Mechanisms of Ag Nanoparticles Controlled by Plasmon-Induced Charge Transfers in Ag- TiO_2 Films," *J. Phys. Chem. C*, vol. 119, no. 17, pp. 9496–9505, 2015.
- [3] N. Destouches, et al. "Dichroic colored luster of laser-induced silver nanoparticle gratings buried in dense inorganic films," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 31, no. 11, pp. C1–C7, 2014.

LASER VERT PULSE MULTIFREQUENCE POUR LE LIDAR-RADAR

Marc Brunel¹, Haiyang Zhang,^{1,2} Marco Romanelli¹, and Marc Vallet¹

¹Institut de Physique de Rennes, Université de Rennes 1 – CNRS UMR 6251, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes Cedex, France

²Department of Optoelectronics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China

marc.brunel@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions un émetteur laser délivrant des impulsions nanosecondes modulées en haute fréquence (centaines de MHz). Le faisceau émis par un oscillateur monomode à déclenchement passif est décalé en fréquence par le biais d'une cavité externe contenant une cellule de Bragg. La superposition des multiples allers-retours dans la cavité externe donne lieu à un spectre de battement sous la forme d'un peigne d'harmoniques de la fréquence RF. Un étage de doublage de fréquence de ces impulsions laisse entrevoir des applications au lidar-radar dans les milieux aquatiques.

MOTS-CLEFS : *laser ; lidar ; photonique microonde*

1. INTRODUCTION

Les applications sous-marines du lidar-radar imposent une émission dans le domaine bleu-vert [1-2]. Le lidar-radar utilise un signal radiofréquence (RF) porté par un faisceau laser, ce qui permet de bénéficier simultanément de la directivité du laser (lidar) et des techniques de traitement de signal RF (radar). Nous avons montré précédemment que l'emploi d'une cavité externe contenant une cellule de Bragg sur un laser déclenché donne un train d'impulsions modulées RF, avec une cohérence de phase d'une impulsion à l'autre sans utiliser de boucle à verrouillage de phase. La modulation RF du faisceau reproduit fidèlement la qualité du signal de référence, et la cohérence est ainsi préservée sur plusieurs milliers d'impulsions successives (temps de cohérence de l'ordre d'une seconde) [3].

Dans ce travail nous explorons, théoriquement et expérimentalement, les propriétés de montée en fréquence (ou *up-conversion*) de la fréquence de battement en utilisant une configuration multiples passages décalée dans la cavité externe, ainsi que le doublage de fréquence nécessaire pour atteindre le spectre vert à partir d'un oscillateur infrarouge.

2. MONTAGE EXPERIMENTAL

Le montage utilisé est représenté sur la Fig. 1(a). Il comprend un laser Nd:YAG pompé par diode, déclenché passivement par un absorbant saturable Cr:YAG. Le faisceau de sortie du laser traverse une cellule acousto-optique alimenté par un synthétiseur RF à $f_{AO} = 85$ MHz. L'onde décalée en fréquence, diffractée à l'angle de Bragg, est réfléchiée sur elle-même par le miroir M_3 , puis à nouveau décalée en fréquence par la cellule de Bragg et finalement réfléchiée par le miroir M_2 . Dans l'ordre 0 de diffraction, on obtient la superposition du faisceau initial et des réflexions successives, décalées en fréquence, dans la cavité externe. Ainsi, le train d'impulsions est modulé à la fréquence fondamentale $2f_{AO}$ et ses harmoniques, comme le montre le spectre de la Fig. 1(b). La densité spectrale de puissance dans les harmoniques est gouvernée par l'efficacité de diffraction de l'acousto-optique, ainsi que par la longueur de la cavité externe. Le dispositif est complété par un étage de doublage de fréquence à l'aide d'un cristal de KTP. On note que le doublage de fréquence accroît le contraste de modulation, en raison de la non-linéarité. Bien que l'efficacité de diffraction limite le contraste des impulsions à 1064 nm, les impulsions à 532 nm ont un taux de modulation qui atteint quasiment 100 %, comme le montre la Fig. 1(c).

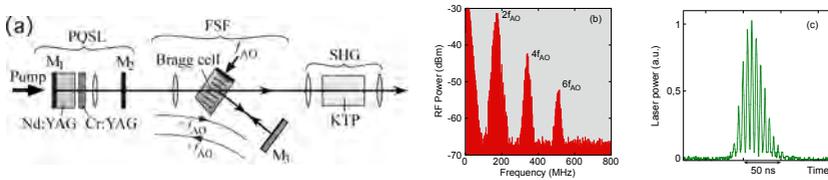


Fig. 1 : (a) Schéma expérimental ; PQSL (*Passively Q-Switched Laser*), laser NdYAG à 1064 nm à déclenchement passif ; FSF, cavité externe incluant la cellule de Bragg et le miroir M_3 ; SHG, étage de doublage de fréquence. (b) Spectre RF des impulsions à 1064 nm montrant les harmoniques à 170, 340, 510 MHz. (c) Impulsion typique obtenue à 532 nm.

3. MODELE

Le train d'impulsions lasers est modélisé par un jeu de *rate-equations* qui inclut le temps de propagation dans la cavité externe et le décalage de fréquence. De plus, un calcul d'optique gaussienne permet d'optimiser la position de la lentille placée dans la cavité externe, et donc de maximiser la puissance dans les harmoniques d'ordre élevé, typiquement jusqu'à $10f_{AO}$. Enfin, un calcul analytique basé sur une superposition d'ondes planes donne les longueurs de cavité externe et les efficacités de diffractions permettant de renforcer sélectivement une harmonique (voir Fig. 2).

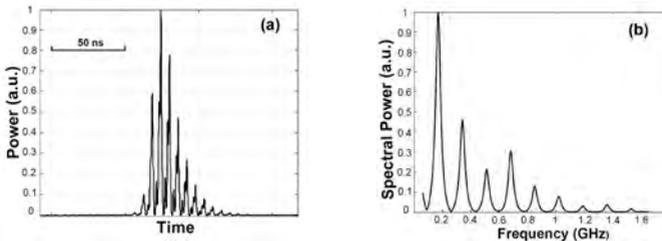


Fig. 2 : Exemple de simulation. (a) Chronogramme obtenu pour une longueur de cavité externe de 22 cm et une efficacité de diffraction de 55% dans l'ordre 1. (b) Spectre RF du battement correspondant ; ici on optimise l'harmonique $n = 4$ à 680 MHz.

4. CONCLUSION

Nous avons obtenu des premiers résultats de modulation jusqu'à 850 MHz, soit 10 fois la fréquence de modulation de l'acousto-optique, en bon accord avec le modèle. Le travail doit se poursuivre avec l'application de ces impulsions au lidar-radar en milieu aquatique. Ce travail offre en effet une méthode de modulation haute-fréquence nécessaire aux transmissions sous-marines [4].

RÉFÉRENCES

- [1] L. J. Mullen, A. J. C. Vieira, and P. R. Herczfeld, "Application of RADAR technology to aerial LIDAR systems for enhancement of shallow underwater target detection", *IEEE Trans Microwave Theory Tech.* **43**, 2370 (1995).
- [2] F. Pellen, V. Jezequel, G. Zion, and B. Le Jeune, "Detection of an underwater target through modulated lidar experiments at grazing incidence in a deep wave basin", *Appl. Opt.* **51**, 7690-7700 (2012).
- [3] M. Vallet, J. Barreaux, M. Romanelli, G. Pillet, J. Thévenin, L. Wang, and M. Brunel, "Lidar-radar velocimetry using a pulse-to-pulse coherent rf-modulated Q-switched laser," *Appl. Opt.* **52**, 5342 (2013).
- [4] L. De Dominicis, M. Ferri de Collibus, G. Fornetti, M. Guarneri, M. Nuvoli, R. Ricci, and M. Francucci, "Improving underwater imaging in an amplitude modulated laser system with radio frequency control technique", *JEOS Rap. Commun.* **5**, 10004 (2010).

OSCILLATEUR OPTOELECTRONIQUE A GAIN TOUT OPTIQUE

Oriane Lelièvre, Perrine Berger, Ghaya Baili, Grégoire Pillet, Loïc Morvan

Thales Research and Technology France - 1 Avenue Augustin Fresnel – 91767 Palaiseau Cedex

oriane.lelievre@thalesgroup.com

RÉSUMÉ

Nous présentons un oscillateur optoélectronique à 10 GHz sans amplificateurs microondes. Le gain dans la boucle est assuré par l'association d'un amplificateur à fibre et d'un modulateur de Mach-Zehnder biaisé proche de l'extinction.

MOTS-CLEFS : *Optique Hyperfréquence, Oscillateur Optoélectronique, Bruit de Phase*

1. INTRODUCTION

Dans les systèmes radar, il est nécessaire d'utiliser des oscillateurs à grande pureté spectrale. Les oscillateurs optoélectroniques, en anglais Opto-Electronic Oscillator (OEO), permettent justement la génération de signaux microondes ultra-purs et sont donc particulièrement adaptés. Les OEO ont été étudiés pour la première fois dans les années 90 [1]. Ils sont constitués d'un laser continu suivi par un modulateur d'intensité de type Mach-Zehnder. La lumière issue du modulateur est ensuite injectée dans une ligne à retard avant d'être détectée par une photodiode rapide. Pour finir, le signal électrique obtenu est filtré dans le domaine gigahertz (typiquement 10 GHz) puis injecté dans le modulateur. Des amplificateurs électriques ou optiques sont ajoutés au cas par cas à la boucle afin d'assurer un gain positif et donc l'oscillation de l'OEO. La structure ainsi décrite est représentée en figure 1. L'intérêt des OEO, lorsqu'on les compare aux oscillateurs conventionnels, est la possibilité d'utiliser des retards de plusieurs kilomètres tout en gardant de faibles pertes de propagation (<50 %).

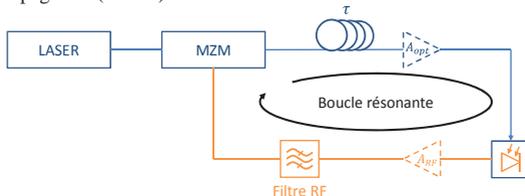


Figure 1 : Schéma de principe d'un OEO (A_{opt} : amplificateur optique, A_{RF} : amplificateur radiofréquence).

2. SYSTÈME EXPÉRIMENTAL ET PERFORMANCES

Les performances des OEO en termes de pureté spectrale sont la plupart du temps fixées par le bruit de phase additif des amplificateurs RF rapporté au délai. Nous présentons ici un OEO sans amplificateur RF dont le gain est assuré par un amplificateur optique fibré dopée erbium (EDFA). L'introduction de l'EDFA dans la boucle change le point de fonctionnement optimal du modulateur Mach-Zehnder (MZM). Sans EDFA, le biais du MZM permettant de maximiser le gain RF est à $V_{\pi/2}$. Dans le cas où l'on utilise un EDFA en régime saturé, il est préférable de privilégier la profondeur de modulation à la puissance modulée. Ainsi, le biais permettant de maximiser le gain est plus faible [2-5]. Cet effet, schématisé en figure 2, a été mesuré expérimentalement. Les résultats sont présentés en figure 3(a). Notons que nos mesures sont en accord avec la théorie.

Pour démontrer que nous parvenons à obtenir un gain positif et pour évaluer les performances en termes de bruit de phase de la liaison à gain tout optique, nous avons implémenté un oscillateur opto-électronique selon le schéma de la figure 1. Celui-ci opère à 10 GHz et il inclut

un retard τ en fibre optique de 1 km ou 4 km. Les composants utilisés sont standards et commercialement disponibles.

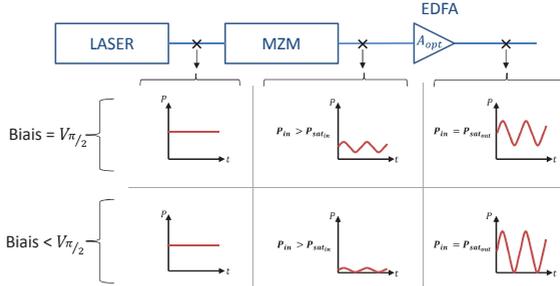


Figure 2 : Illustration de l'effet du biais du Mach-Zehnder sur le gain d'une liaison opto-hyperfréquence incluant un EDFA en régime saturé.

Après une optimisation du biais du Mach-Zehnder, nous obtenons les performances de bruit de phase présentées en figure 3(b). A basse fréquence, le bruit évolue avec le délai selon une loi en $1/\tau^2$. A haute fréquence, nous observons des pics secondaires aux multiples de $1/\tau$ (200 kHz pour le délai de 1 km et 50 kHz pour le délai de 4 km).

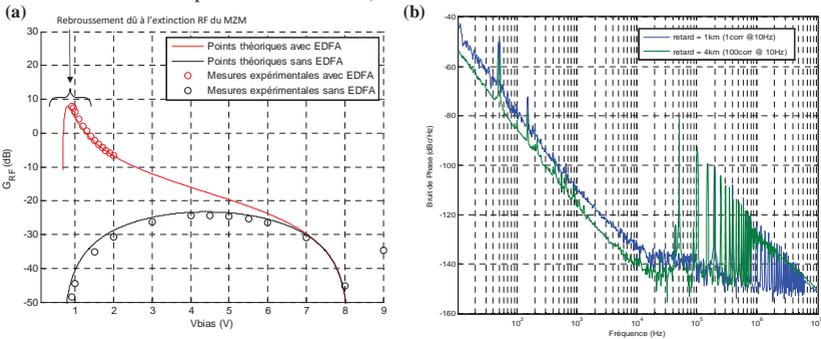


Figure 3 : (a) Gain RF en fonction du biais du Mach-Zehnder avec et sans EDFA, (b) Bruit de phase du signal en sortie de notre OEO à 10 GHz pour des retards respectifs de 1 km et 4 km.

CONCLUSION

Les résultats sont typiques des OEO. Même si les amplificateurs RF, sources prépondérantes du bruit, ont été supprimés nous ne parvenons pas encore à dépasser les performances des OEO classiques. Des études supplémentaires sont en cours pour améliorer les niveaux de bruit.

Ce travail a été en partie financé par la DGA dans le cadre d'un projet de recherche.

RÉFÉRENCES

- [1] X. S. Yao et al., "Converting light into spectrally pure microwave oscillation", *Opt. Lett.*, Vol.21, 1996.
- [2] V. J. Urick et al., "Analysis of an Analog...", *J. Lightw. Technol.*, Vol. 27, No. 12, 2009
- [3] P. S. Devgan et al., "Improvement in the Phase Noise...", *J. Lightw. Technol.*, Vol. 27, No. 15, 2009
- [4] J. Klamkin et al., "Uni-traveling-carrier...", *Opt. Express*, Vol. 19, No. 11, 2011
- [5] W. Loh et al., "Packaged, High-Power, ...", *IEEE Photonics Technol. Lett.*, Vol. 23, No. 14, 2011

PROFILOMETRIE ELECTRO-OTPIQUE THZ DE RESOLUTION SPATIALE NANOMETRIQUE

Gwenaëlle Vaudel¹, Zoltan Ollmann², Janos Hebling², Vitalyi Gusev³, Aurore Finco¹, Thomas Pezeril¹

¹ *Institut des Molécules et Matériaux du Mans (IMMM) UMR CNRS 6283, Université du Maine, avenue Olivier Messiaen, 72085 Le Mans, France*

² *Département de physique expérimentale, Université de Pécs, H-7624 PECS, Hongrie*

³ *Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM) UMR CNRS 6613, Université du Maine, avenue Olivier Messiaen, 72085 Le Mans, France*

gwenaelle.vaudel@univ-lemans.fr, thomas.pezeril@univ-lemans.fr

RÉSUMÉ

A partir de la mesure pompe-sonde de la propagation d'une impulsion THz au sein d'un matériau ferroélectrique LiNbO₃, nous observons expérimentalement une modulation de fréquence de l'impulsion sonde. Cette modulation de fréquence est liée à l'interaction électro-optique entre l'impulsion THz et l'impulsion sonde et présente des similitudes avec l'effet Doppler. Cet effet Doppler électro-optique THz permet de cartographier l'effet électro-optique local du matériau lors de la propagation du rayonnement infrarouge.

MOTS-CLEFS : THz, rectification optique, LiNbO₃, pompe-sonde

1. INTRODUCTION

De par sa capacité à être absorbé par certains matériaux (métaux, eau, molécules polaires, de nombreux diélectriques) et à être transparents pour d'autres, le rayonnement THz [1] (entre l'optique infrarouge et l'électronique hyperfréquence) a montré son fort potentiel en terme d'imagerie. Ceci a permis le développement de nombreuses applications dans les domaines de la défense et la sécurité (détection d'armes et explosifs dans les aéroports, détection de drogues [2]), de la santé et médecine (détection de tumeurs cancéreuses [3]) ou de l'environnement (détection de gaz [4], [5]). D'un point de vue de la physique fondamentale, l'utilisation d'impulsion THz courtes [6] permet l'étude de nombreux paramètres physiques. On peut notamment citer la mesure de constantes diélectriques [7] de certains matériaux ferroélectriques ou semi-conducteurs, le contrôle de spin dans des matériaux antiferromagnétiques [8], l'étude des phonons acoustiques très hautes fréquences [9].

Dans cet article, nous présentons une étude montrant la capacité des ondes THz à venir sonder en profondeur les matériaux de type ferroélectriques via l'utilisation d'une source THz obtenue par rectification optique ([10], [11]) et d'un faisceau sonde dans le visible.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

L'une des méthodes les plus efficaces pour générer une source THz émettant des impulsions de forte amplitude est basée sur l'utilisation du procédé de rectification optique associée à une inclinaison du front d'ondes traversant le cristal non-linéaire ([10], [11]). Cette méthode permet d'obtenir des impulsions THz ultracourtes et très énergétiques ([12], [13]).

La rectification optique est un processus non-linéaire d'ordre 2 qui induit l'apparition d'une polarisation dans le milieu au passage d'un faisceau laser intensément focalisé. Quand le rayonnement optique se situe dans le visible, la radiation obtenue est émise dans la gamme THz. Le matériau non-linéaire choisi dans notre cas est LiNbO₃.

Pour une efficacité maximale du processus, une grande quantité d'énergie doit être concentrée dans l'espace et le temps, c'est pourquoi nous utilisons un laser qui émet à 800 nm un train à 1 kHz d'impulsions de 150 fs de durée et d'une énergie autour de 3 mJ. Cependant, l'efficacité dépend également de l'accord de phase qui est obtenu quand il y a correspondance entre les vitesses de groupe des rayonnements à 800 nm et THz. Or, de par la grande différence d'indices dans le matériau pour ces longueurs d'onde, cette condition peut être difficile à satisfaire. Le quasi accord de phase peut cependant être obtenu en projetant ces deux vitesses selon la direction de propagation du rayonnement THz. La technique mise en place ([10], [11]) consiste à incliner le faisceau optique pour qu'il arrive avec un angle donné sur un prisme de LiNbO₃. De plus, en modifiant le front d'onde de l'impulsion laser, on peut réussir à générer une onde plane qui permet de s'affranchir de la limite liée à l'extension spatiale du faisceau et ainsi focaliser la pompe jusqu'au seuil d'endommagement du matériau. La méthode consiste à utiliser un réseau qui va incliner le front d'onde comme présenté sur la Figure 1.

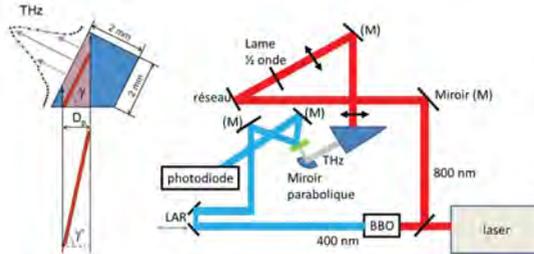


Fig. 1 : A gauche, schéma de principe de la génération des ondes THz. A droite, montage expérimental global.

Notre expérience consiste à focaliser le rayonnement THz dans un substrat de LiNbO₃ (en vert sur la Figure 1) via un miroir parabolique et à venir sonder l'effet obtenu grâce à un faisceau sonde à 400 nm. Les variations de polarisation induites sur le faisceau sonde sont ensuite détectées à l'aide d'un dispositif comprenant un cube de Wollaston qui sépare spatialement les polarisations orthogonales et les dirige vers les deux photodiodes d'un détecteur équilibré. Notons également que notre expérience comprend une ligne à retard (LAR) qui permet d'ajuster la longueur des deux bras du dispositif expérimental. Ceci permet de retarder l'arrivée des impulsions de sonde par rapport aux impulsions THz et ainsi d'étudier la propagation du rayonnement THz dans notre échantillon.

3. RESULTATS ET DISCUSSION

Nous avons réalisé des mesures pour différents angles d'incidence du faisceau sonde, comme indiqué en insert de la Figure 2, qui présente un exemple de résultat expérimental obtenu. Nous observons des oscillations monochromatiques lors de la propagation de l'impulsion THz au sein du cristal de LiNbO₃. Le changement de fréquence de ces oscillations en fonction de l'angle d'incidence du faisceau sonde présente des similitudes avec la théorie de l'effet Doppler classique. Dans le cas précis de nos expériences, il s'agit d'un effet Doppler entre une impulsion THz de vitesse de propagation environ deux fois inférieure à la vitesse de propagation de l'impulsion sonde. L'interaction optique entre ces deux rayonnements est d'origine électro-optique et est induite par l'impulsion THz dont le champ électrique présente une amplitude importante.

CONCLUSION

Nous avons, pour la première fois à notre connaissance, observé expérimentalement la modulation de fréquence d'une impulsion optique induite par une impulsion THz se propageant dans un matériau ferroélectrique. L'interaction électro-optique entre les deux rayonnements produit un effet Doppler qui peut être utilisé pour cartographier l'effet électro-optique local d'un matériau.

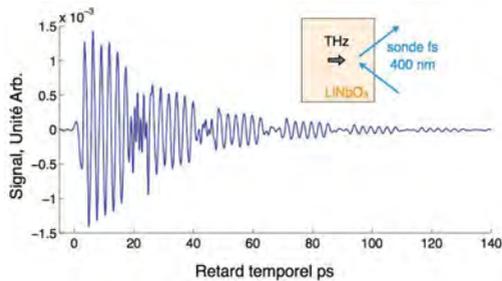


Fig. 2 : Mesure pompe-sonde résolue en temps pour un cristal de LiNbO_3 . On observe des oscillations de période picoseconde qui témoignent de l'interaction électro-optique entre la pompe THz et la sonde visible.

RÉFÉRENCES

1. <https://lejournal.cnrs.fr/articles/de-nouvelles-ondes-a-la-vue-percante>
2. K. Kawase, Y. Ogawa, Y. Watanabe, "Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints," *Optics express*, Vol. 11, pp 2549, 2003.
3. P. C. Ashworth, E. Pickwell-MacPherson, E. Provenzano, S. E. Pinder, A. D. Purushotham, M. Pepper, and V. P. Wallace, "Terahertz pulsed spectroscopy of freshly excised human breast cancer," *Optics express*, Vol. 17, pp 12444, 2009.
4. D. Bigourd, "Etude et détection de polluants atmosphériques dans le domaine THz," Thèse de doctorat, <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00120948>.
5. N. Shimizu, H-J. Song, Y. Kado, T. Furuta, A. Wakatsuki and Y. Muramoto, "Gas detection Using Terahertz Waves," NTT technical review, Special Feature: Applied Technology for Millimeter and Terahertz Electromagnetic Waves, Vol 7, n° 3, 2009.
6. P. U. Jepsen, D. G. Cooke and M. Koch, "Terahertz spectroscopy and imaging – Modern techniques and applications," *Laser Photonics Rev*, Vol 5, pp 124-166, 2011.
7. M. H. Kwak, S. B. Kang, K-C Kim, S. Y. Jeong, S. Kim, B. H. Yoo, D. C. Chung, H. C. Ryu, D. S. Jun, M. C. Paek and K. Y. Kang, "Dielectric Characteristics of $\text{Pb}(\text{Zr},\text{Ti})\text{O}_3$ Films on MgO Single Crystal Substrate by Terahertz Time Domain Spectroscopy," *Ferroelectrics*, Vol 422:1, pp 19-22, 2011.
8. T. Kampfrath, A. Sell, G. Klatt, A. Pashkin, S. Maierlein, T. Dekorsy, M. Wolf, M. Fiebig, A. Leitenstorfer and R. Huber, "Coherent terahertz control of antiferromagnetic spin waves," *Nature Photonics*, Vol 5, pp 31–34, 2011
9. J-M. Manceau, P. A. Loukakos and S. Tzortzakis, "Direct acoustic phonon excitation by intense and ultrashort terahertz pulses," *Applied Phys. Lett.*, Vol 97, pp 251904, 2010.
10. J. Hebling, G. Almasi, I. Z. Kozma and J. Kuhl, "Velocity matching by pulse front tilting for large area THz-pulse generation," *Optics Express*, Vol 10, pp. 1161-1166, 2002.
11. J. Hebling, A. G. Stepanov, G. Almasi, B. Bartal and J. Kuhl, "Tunable THz pulse generation by optical rectification of ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts," *Applied Physics B: Lasers and Optics*, Vol 78, pp. 593-599, 2004.
12. H. Hirori, A. Doi, F. Blanchard and K. Tanaka, "Single-cycle terahertz pulses with amplitudes exceeding 1 MV/cm generated by optical rectification in LiNbO_3 ," *Applied Phys. Lett.*, Vol 98, p. 091106, 2011.
13. J. Hebling, K-L Yeh, M. C. Hoffmann, B. Bartal and K. A. Nelson, "Generation of high-power terahertz pulses by tilted-pulse-front excitation and their applications possibilities," *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 25(7), 2008.

REMERCIEMENTS

Ces études ont pu être menées grâce à l'acquisition d'un laser amplifié femtoseconde mJ dans le cadre d'un projet pari scientifique financé par la région des Pays de la Loire.

MODIFICATION D'UNE FIBRE PHOTONIQUE COMMERCIALE EN VUE DU DEVELOPPEMENT D'UN ENDOMICROSCOPE NON LINEAIRE

Vincent Bogard^{1,2}, Sylvain Rivet¹, Matthieu Dubreuil¹, Nicolas Fraval², Christophe Odin³,
Georges Baffet⁴, Virginie Buhé⁵, Laurent Misery⁵, Frédéric Bériet², Yann Le Grand¹

¹ LSOL, Laboratoire de Spectrométrie et Optique Laser, EA 938, 29238, Brest Cedex 3, France.

² Evosens, 115 rue Claude Chappe, 29280 Plouzané, France.

³ Université de Rennes 1/Université Européenne de Bretagne, Institut de Physique de Rennes,
URI/UMR CNRS 6251, 35042 Rennes Cedex France.

⁴ EA SeRAIC, IFR 140, Université de Rennes 1, Hôpital Pontchaillou, 2 avenue du PR. Léon
Bernard, 35043 Rennes Cedex, France.

⁵ LNB - Laboratoire des Neurosciences de Brest, EA 4685, CHU Morvan, UBO - 22, avenue
Camille Desmoulins, 29609 Brest Cedex, France.

yann.legrand@univ-brest.fr

RÉSUMÉ

Dans ce travail nous avons développé une méthode originale permettant de remplacer la gaine d'une fibre photonique à cœur creux commerciale afin de lui permettre de guider la fluorescence excitée à 2 photons et la génération de second harmonique dans une expérience d'endomicroscopie en régime femtoseconde. Nous présentons ici cette méthode de « recoating » ainsi que les caractéristiques optiques de la fibre obtenue, tant du point de vue de l'excitation que de la collection.

MOTS-CLEFS : *endomicroscopie non linéaire; fibre photonique*

1. INTRODUCTION

Le diagnostic fiable de pathologies telles que le cancer ou la fibrose passe par l'examen histologique (observation de coupes fines de tissus au microscope) qui seul peut mettre en évidence d'éventuelles anomalies architecturales et morphologiques du tissu à l'échelle cellulaire. Cette approche est néanmoins invasive car elle repose sur la biopsie qui est souvent traumatisante pour le patient et dans certains cas risquée. En outre l'examen histologique nécessite une préparation spécifique des échantillons (congélation ou fixation, coupe, coloration), qui permet difficilement de cerner rapidement l'extension de la tumeur en vue d'une chirurgie. Dans ce contexte, une nouvelle modalité d'imagerie optique *in situ* à haute résolution spatiale, appelée endomicroscopie confocale par fibre optique, est actuellement en plein développement. C'est une technique prometteuse, notamment dans le diagnostic des cancers épithéliaux des organes creux (voies digestives, respiratoires ...) dans lesquels l'endoscope peut être introduit par les voies naturelles, mais la profondeur d'imagerie est limitée à environ 100 µm, et le contraste uniquement basé sur la fluorescence excitée par de la lumière bleue ou proche UV, qui est photo-toxique. La microscopie de fluorescence à 2 photons (TPEF : Two-Photon Excitation Fluorescence Microscopy), pallie en grande partie les limitations de la microscopie confocale en substituant l'excitation continue à 1 photon dans le bleu ou le proche UV par une excitation à 2 photons sous forme d'impulsions femtosecondes infrarouges. Ceci permet d'imager jusqu'à 500µm de profondeur, tout en limitant les photo-dommages aux tissus. Par ailleurs l'utilisation

d'impulsions laser ultra-courtes permet d'imager sélectivement le collagène fibrillaire de type I, très abondant dans la matrice extracellulaire de la plupart des tissus, et dont la réponse non linéaire en génération de second harmonique (SHG) est aisément séparable de la fluorescence produite par les autres protéines. Le travail présenté ici s'inscrit dans le cadre d'un programme collaboratif de recherche régional ayant pour objet la mise au point un endomicroscope biphotonique à double modalité d'imagerie TPEF/SHG [1,2].

2. MODIFICATION D'UNE FIBRE PHOTONIQUE A CŒUR CREUX

Le dispositif est basé sur une fibre photonique à cœur creux commerciale conçue pour guider de manière monomode des impulsions laser femtosecondes au voisinage de 800nm de longueur d'onde (fibre NKT HC-800). Afin de permettre à cette fibre de guider en retour, jusqu'aux détecteurs et de manière multimode, les signaux TPEF et SHG générés par les tissus biologiques, nous avons remplacé sa gaine externe par une gaine polymère de bas indice de réfraction (figure 1). Dans cette communication nous présentons les tenants et aboutissants de cette modification qui permettent à présent la mise au point d'un endomicroscope à double modalité d'imagerie TPEF/SHG.

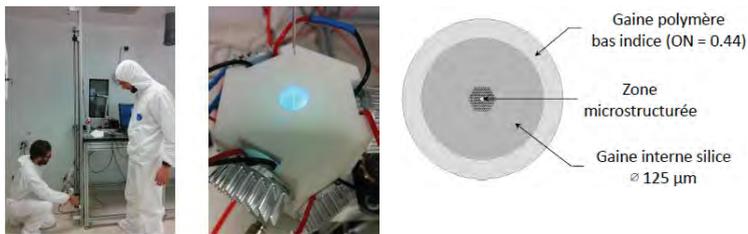


Fig. 1 : A gauche, photographies du banc de « recoating » et du dispositif de polymérisation de la fibre installés en salle blanche chez Evosens. A droite, schéma de principe de la fibre microstructurée à cœur creux avec son revêtement polymère de bas indice de réfraction pour le guidage multimode de la fluorescence excitée 2 photons et de la SHG générées au sein de tissus biologiques par des impulsions femtosecondes guidées de façon monomode par le cœur creux de la fibre.

RÉFÉRENCES

- [1] V. Bogard, S. Rivet, N. Fraval, C. Odin, G. Baffet, L. Misery, F. Berier, Y. Le Grand "Study and development of a multiphoton all-fibered endoscopic head", *OPTDIAG 2012*, ENSTA ParisTech, 9-11 mai 2012.
- [2] V. Bogard, S. Rivet, N. Fraval, C. Odin, G. Baffet, L. Misery, F. Berier, Y. Le Grand "Study and development of a multiphoton all-fibered endoscopic head" *Biophotonique générale - Optique & Imageries pour le Diagnostic dans les Sciences du Vivant et en Médecine*, Publications MRCT CNRS – 15 déc. 2012.

INDEX DES AUTEURS

Aassime, A.	144	Bryche, J.-F.	144
Abada, S.	134	Bugaud, O.	150
Albero, J.	126, 128	Buhé, V.	169
Alis, D.	1	Bulou, H.	66
Almosni, S.	148	Bureau, B.	43
Alouini, M.	1, 92, 102, 124	Calvez, L.	43, 98
Amra, C.	140, 142, 146, 152, 154	Camps, T.	134
Arce-Diego, J.	104	Canva, M.	144
Arcizet, O.	24	Cardinal, T.	158
Attias, A.-J.	26	Carrion, J.	126
Aubert, J.-J.	1	Ceus, D.	37
Audo, K.	92	Chabrol, G.	118
Bachelot, R.	120	Chafer, M.	158
Baffet, G.	169	Chanelière, T.	7
Bai, F.	156	Charra, F.	26, 120
Baïli, Ghaya	122, 164	Chommy, H.	150
Bailleul, J.	138	Chong, M.	66
Bakhti, S.	160	Cicéron, A.	118
Barbay, S.	60	Colas Des Francs, G.	58
Barbier, Margaux	94	Conedera, V.	134
Barbier, Margaux	136	Consortium Sphere, S.	55
Barbier, N.	150	Constantin, F.L.	116
Barbillon, G.	144	Coolen, L.	106
Bardinal, V.	134	Cormier, E.	46
Bargiel, S.	128	Cornet, Charles	148
Baron, Alexandre	132	Costille, A.	55
Bartenlian, B.	144	Coutrot, A.-L.	144
Batrin, R.	130	Da Silva, M.	148
Baudoin, R.	37	Dahan, M.	17
Beaudoin, G.	60, 78, 122	Danet, J.-M.	122
Bêche, B.	62	Dantelle, G.	58
Bellieud, M.	146	Daran, E.	134
Bénalloul, P.	106	Darré, P.	37
Berger, P.	164	De Bettignies, P.	84
Bérier, F.	169	De Wilde, Y.	64
Bertet, P.	73	Debaïlleul, M.	138
Berthon, J.	39	Decombe, J.-B.	58
Besbes, M.	144	Delage, L.	37
Besnard, P.	1	Delaye, P.	136
Beugnot, J.-C.	35	Destouches, N.	160
Beuzit, J.-L.	55	Devaux, E.	132
Bienfait, A.	73	Dheur, M.-C.	132
Bigo, S.	49	Dinten, J.-M.	80
Billabert, A.-L.	6	Djebbar, A.	3
Boeglin, A.	66	Do, Mai Trang	96
Bogard, V.	169	Do, Minh Thanh	96
Bondu, Flavie	158	Dohlen, K.	55
Bourdillon, C.	106	Dolfi, D.	9, 122
Bourg-Heckly, G.	130	Domènès, M.	82
Boussard-Plédel, C.	43	Doucet, J.B.	134
Bouyer, P.	70	Douet, A.	82, 84
Braive, R.	60, 78	Douillard, Ludovic	120
Braud, F.	130	Douillard, Ludovic	26
Bréhault, A.	98	Druilhe, A.	130
Brevier, J.	130	Du, P.	26
Brûlé, S.	31	Dubois, F.	41
Brunel, M.	162	Dubreuil, M.	100, 108, 169

Ducournau, G.	11	Habert, R.	130
Ducourthial, G.	130	Haerberlé, O.	138
Dudley, J.	94	Haïdar, R.	156
Dulin, D.	150	Hairaye, C.	112
Dumont, P.	122	Haji, B.	17
Dupuis, C.	156	Hamouda, F.	144
Durand, Olivier	148	Hastings, C.	136
Dussauze, M.	158	Hebling, J.	166
Dutertre, B.	84	Hingant, T.	68
Ebbesen, Thomas	132	Holleville, D.	122
El Amili, A.	92	Hong, P.N.	106
Engel, Thierry	112	Hsia, P.	120
Enoch, S.	31	Huant, S.	58
Epicier, T.	160	Huby, N.	62
Espagnon, I.	84	Hugon, O.	110, 114
Esteve, D.	73	Hugonin, J.-P.	132
Even, Jacky	148	Inglebert, M.	114
Fabert, M.	130	Isoya, J.	73
Fade, J.	102, 124	Jacques, V.	68, 73
Fanjul-Vélez, F.	104	Jacquin, O.	110, 114
Fargin, E.	158	Jaouen, M.	26
Fauré, M.C.	106	Javelaud, E.	31
Fick, J.	58	Javier Valdivia Valero, F.	58
Filiputti, D.	82, 84	Jaworowicz, K.	156
Finco, A.	166	Joerg, A.	90
Fiorini, C.	120	Joly, P.	82, 84
Fiorini-Debuischert, C.	26	Josso, Q.	82, 84
Fizman, N.	150	Jourmet, B.	96
Flury, M.	118	Julsgaard, B.	73
Fontaine, J.	112	Kim, J.-V.	68
Fraval, N.	169	Kloster-Landsberg, M.	82, 84
Friberg, A.	94	Koenig, A.	80
Froehly, L.	128	Kostcheev, S.	120
Fusco, T.	55	Kreher, D.	26
Gacoin, T.	58	Kubo, Y.	73
Gam-Derouich, S.	106	Kudlinski, A.	130
García, K.	68	Kuszelewicz, R.	60
Genet, Cyriaque	132	Lacot, E.	110, 114
Genty, G.	94	Lai, Ngoc Diep	96
Georges, P.	122	Lalanne, Philippe	132
Georges, T.	1	Lamy De La Chapelle, M.	144
Ghabbach, A.	140, 142	Latour, G.	88
Gigan, S.	29	Laude, V.	35
Gillibert, R.	144	Laursen, A.	136
Girardeau, V.	110	Le Corre, Alain	148
Gogol, P.	144	Le Gall, A.	150
Goldmann, M.	106	Le Gouët, J.-L.	7
Gomes, J.-T.	37	Le Grand, Y.	100, 108, 169
Gorecki, C.	126, 128	Le Gratiet, A.	108
Gozhyk, I.	122	Le Liepvre, S.	26
Greffët, J.-J.	132	Lebrun, S.	136
Grezes, C.	73	Lecler, S.	118
Gross, I.	68	Leclerc, P.	130
Grossard, L.	37	Leclercq, M.	33
Guenneau, Sébastien	146	Ledoux-Rak, Isabelle	96
Guenneau, Sébastien	31	Lefkir, Y.	160
Guérandel, S.	122	Lelièvre, O.	164
Guillemoles, J.-F.	148	Lemiti, M.	148
Guillet De Chatelus, H.	110, 114	Leong-Hoi, A.	86
Gusachenko, I.	88	Lequime, M.	152, 154
Gusev, V.	166	Letoublon, Antoine	148

Levallois, C.	148	Perrin, Stéphane	128
Leveque-Fort, S.	15	Perronet, K.	150
Lhermite, H.	62	Petiteau, D.	146
Linget, H.	7	Pezeril, T.	166
Liu, Z.	160	Pfeiffer, P.	118
Liukaityte, S.	152, 154	Phan Huy, M.C.	136
Llopis, O.	13	Picart, P.	33
Loas, G.	92	Pillet, G.	122, 164
Lombel, Z.	148	Piot, O.	80
Loualiche, S.	148	Pla, J.	73
Louchet-Chauvet, A.	7	Raineri, F.	78
Louradour, F.	130	Raj, R.	78
Lucas, J.	43	Rale, P.	148
Lucas-Leclin, G.	122	Ravelosona, D.	68
Lullin, J.	128	Reecht, G.	66
Lumeau, J.	90	Reig, B.	134
Mahé, P.	82	Reynaud, F.	37
Maillart, E.	144	Rivet, S.	108, 169
Maillotte, H.	35	Robert-Philip, I.	78
Maître, A.	106	Roch, J.-F.	68, 73
Mandorlo, F.	148	Rodriguez, V.	158
Manfait, M.	80	Rohart, S.	68
Mangeney, C.	106	Roig, B.	80
Mansuryan, T.	130	Rolland, Alain	148
Marchant, A.	84	Romanelli, M.	162
Marguet, S.	120	Ryczkowski, P.	94
Marquier, F.	132	Sagnes, I.	60, 122
Marris-Morini, D.	52	Saguy, M.	150
Martínez, L.J.	68	Sarkar, M.	144
Mathevet, F.	26, 66	Sauvage, J.-F.	55
Mermet, F.	112	Schanne-Klein, M.-C.	88
Mesnilgrente, F.	134	Schaub, E.	102
Messin, G.	132	Scheurer, F.	66
Michalon, J.-Y.	160	Schull, G.	66
Misbah, C.	114	Schwob, C.	106
Misery, L.	169	Selmi, F.	60
Moelmer, K.	73	Serio, B.	86
Montgomery, P.	86	Sevrain, D.	100
Moreau, J.	144	Sghaier, T.	26
Morton, J.	73	Simon, B.	138
Morvan, L.	7, 122, 164	Solal, F.	62
Mouillet, D.	55	Soriano, G.	140, 142
Namy, O.	150	Steveler, E.	156
Nazabal, V.	43	Subran, C.	1
Nouchi, P.	6	Supatto, W.	19
Novelli-Rousseau, A.	82, 84	Surrente, A.	78
Odin, C.	100, 169	Sylvestre, T.	35
Olivéro, A.	144	Szemendera, L.	37
Ollmann, Z.	166	Tetienne, J.-P.	68
Orrit, M.	21	Teulon, C.	88
Ortega-Quijano, N.	102, 104	Thiaville, A.	68
Panigrahi, S.	124	Thiberville, L.	130
Panizza, P.	62	Tong, Q.C.	96
Parnet, F.	102	Tournat, V.	33
Passilly, N.	126, 128	Troles, J.	43
Pauliat, G.	136	Tsvirkun, V.	78
Pedesseau, Laurent	148	Twardowski, P.	86
Pelouard, J.-L.	156	Vallet, Marc	162
Penet, G.	33	Van Der Sanden, B.	114
Perraut, F.	80, 82, 84	Vaudel, G.	166
Perrin, G.	82	Verdun, M.	156

Vever-Bizet, C.	130	Zerrad, M.	140, 142, 146, 152, 154
Vié, V.	62	Zhang, H.	162
Vion, D.	73	Zhang, X.	43, 98
Vitrant, G.	160	Zhao, Y.	134
Vocanson, F.	160	Zissis, G.	76
Wang, S.	148		
Westbrook, N.	150		

