

optique



2015
bretagne

COLOQ HORIZONS JNOG JRIOA JNCO CLUBS



ACTES DE CONFÉRENCE
JNCO

JNCO

Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique

Les JNCO sont organisées tous les deux ans depuis 2003 dans le cadre de la Formation permanente du CNRS par le réseau CMDO+ « Cristaux Massifs, Micro-nano-structures et Dispositifs pour l'Optique », réseau créée en 2000 et dépendant depuis 2013 de la Mission pour l'Interdisciplinarité du CNRS. Elles sont conjointement organisées aujourd'hui depuis 2010 par le « Club des Cristaux pour l'Optique » de la SFO dans le cadre d'un rassemblement général de l'Optique en France associant entre autres COLOQ, JNOG et Horizons de l'Optique.

S'agissant de fabrication, caractérisation et mise en œuvre de cristaux massifs, en couches minces ou sous forme de fibres de gros diamètre, micro- voire nano-structurés, mais également de polycristaux et de céramiques transparentes entrant dans la réalisation de nombreux dispositifs optiques et systèmes laser, les JNCO se sont données les deux objectifs suivants : Faire le point sur les principales avancées technologiques réalisées dans les deux dernières années et Favoriser les échanges entre chercheurs, techniciens et doctorants du réseau et des autres communautés œuvrant avec leurs propres spécificités dans les domaines de l'Optique et de la Photonique.

Les JNCO'2015 proposeront un format légèrement différent des éditions précédentes. Elles comporteront six sessions réparties sur trois jours, chaque session démarrant par un « tutorial » délivré par un intervenant invité suivi de communications orales standard sélectionnées parmi les propositions reçues au moment des inscriptions et portant sur le même thème. Les autres communications se feront sous forme d'affiches et seront sélectionnées, comme les communications orales, à la lecture des résumés. Elles permettront plus particulièrement aux jeunes chercheurs et doctorants de présenter leurs travaux à l'ensemble de la communauté.

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

Mardi 7 juillet 2015

14:00 - Session JNCO 1 - Cristallogenèse

Amphi D - Président : N. Barthalay

14:00	Méthodes de cristallogenèse par solidification pour l'élaboration de cristaux massifs <i>M. Velazquez</i> CNRS, ICMCB, UPR 9048	6
14:40	Croissance cristalline de larges cristaux à partir de l'état liquide <i>K. Lebbou</i> Institut Lumière Matière, ILM UMR 5606 CNRS	8
15:10	Croissance en flux à 1230° C de monocristaux cubiques de Tb2O3 et caractérisations de leurs propriétés optiques et magnétiques <i>P. Veber, M. Velazquez, G. Gadret, O. Plantevin, D. Rytz, M. Peltz et R. Decourt</i> CNRS, ICMCB, UPR 9048	10
15:30	Simulation numérique au service de la cristallogenèse pour l'optimisation des dispositifs de croissance <i>G. Brassé, P. Loiseau, A. Maillard, B. Menaert, A. Pena et P. Veber</i> CIMAP - Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique	12

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	14
16:45	Nano-Optomechanics in a Focused Laser Beam <i>O. Arcizet</i> Institut Néel	17
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-Debuisschert, F. Charra, P. Du, F. Mathevet, D. Kreher et A.-J. Attias</i> Laboratoire de Nanophotonique UMR 3680	19
17:45	Optique adaptative extrême : imagerie en milieux diffusants <i>S. Gigan</i> Laboratoire Kastler-Brossel	22

16:00 - Session JNCO 2 - Matériaux luminescents

Amphi D - Président : A. Brenier

16:00	Fondamentaux et Méthodes de Caractérisation des Matériaux Luminescents <i>R. Moncorge</i> CIMAP-ENSICAEN	24
16:40	Poudres luminescentes sans lanthanides pour l'éclairage blanc tout solide <i>P. Burner, M. Salain, A. Ferrier, B. Viana, V. Mauvel, I. Gautier-Luneau et A. Ibanez</i> Institut Néel	25

17:00	Fibres chalcogénures dopées terres-rares pour la détection tout optique de gaz dans le moyen IR <i>A.-L. PeLé, A. Braud, J.-L. Doualan, R. Chahal, V. Nazabal, R. Moncorge et P. Camy</i> Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP)	27
17:20	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	29
17:40	Céramiques composites pour applications lasers <i>R. Boulesteix</i> LABORATOIRE SCIENCE DES PROCÉDES CERAMIQUES ET DE TRAITEMENTS DE SURFACE	31
18:00	Variation de la force d'oscillateur de la transition 7F0 -> 5D0 dans les monocristaux Eu3+: Y2SiO5 <i>B. Tamino, S. Ilaç, A. Ferrier et P. Goldner</i> Institut de Recherche de Chimie Paris	33

Mercredi 8 juillet 2015

8:30 - Session JNCO 3 - Micro-nano- structuration et Micro-nano-structures

Amphi D - Président : M. De Micheli

8:30	Couches minces de LiNbO3 : épitaxie, report et autres méthodes de préparation <i>A. Bartasyte</i> Institut FEMTO-ST	35
9:00	Apport de la structuration des matériaux à la détection et à l'émission des rayonnements <i>A.-L. Joudrier, F. Proise, C. Andriamadhanana, L. Lombez et J.-F. Guillemoles</i> IRDEP	37
9:30	Nanostructuration de réseaux électro-optiques LiNbO3 suspendus <i>A. Caspar, F. Henrot, G. Ulliac, C. Calero, A. Ndao, W. Qiu, F. Devaux, M.-P. Bernal et N. Courjal</i> FEMTO-ST, UMR 6174 CNRS, Université de Franche-Comté	39
9:50	Quasi-accord de phase par couplage entre guides d'onde parallèles <i>I. Biaggio, V. Coda et G. Montemezzani</i> LMOPS, Université de Lorraine	41
10:10	Conversion de fréquence dans les microdisques AlGaAs <i>N. Morais et G. Leo</i> Laboratoire MPQ, Université Paris Diderot, CNRS-UMR 7162	43

11:00 - Session JNCO 4 - Matériaux et Dispositifs laser solides

Amphi D - Président : J.L. Doualan

11:00	Micro-résonateurs à modes de galerie pour l'optique non-linéaire et les applications Lasers <i>A. Rasoloniaina, V. Huet, P. Guillemé, J.-B. Ceppe, Y. Léguillon, P. Féron et Y. Dumeige</i> FOTON, UMR CNRS 6082, Université de Rennes 1, ENSSAT	44
11:40	Oscillateur Yb:CALGO sub 100 fs en régime de dispersion normale et anormale <i>P. Sévillano, J.C. Delagnes, F. Druon, D. Descamps et E. Cormier</i> Centre laser intense et applications, université de bordeaux 1	46
12:00	Amplificateurs à fibres cristalline Yb:YAG pour des lasers femtoseconde à polarisation radiale <i>F. Lesparre, J.-T. Gomes, X. Délen, I. Martial, J. Didierjean, W. Pallman, B. Resan, T. Graf, M. Abdou Ahmed, F. Druon, F. Balembos et P. Georges</i> Laboratoire Charles Fabry - Institut d'Optique	48
12:20	Small signal gain measurements and 60nm broadband tunable CW laser operation of Pr3+:LiYF4 around 900nm <i>B. Ou, R. Moncorge, P. Camy, Z. Cai, A. Braud et J.-L. Doualan</i> CIMAP-ENSICAEN	50

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	52
16:30	L'Yb pour la génération d'impulsions ultracourtes <i>E. Cormier</i> Centre laser intense et applications, université de bordeaux 1	55

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	58
17:30	La photonique silicium pour les communications haut débits <i>D. Marris-Morini</i> Université Paris Sud /IEF	61
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	64

Jeudi 9 juillet 2015

8:30 - Session JNCO 5 - Matériaux pour l'Optique Non-Linéaire

Amphi D - Président : J. Petit

8:30	Fondamentaux et Techniques de Caractérisation des Matériaux Non Linéaires <i>P. Segonds, B. Boulanger, E. Boursier, J. Debray, B. Menaert, C. Félix, D. Jegouso, A. Pena, J. Zaccaro et V. Boutou</i> Institut Néel CNRS/Université Joseph Fourier	67
9:10	Le challenge de l'auto-doublage de fréquence dans les cristaux borates dopés ytterbium <i>F. Khaléd, P. Loiseau, S. Sattayaporn, G. Aka et L. Gheorghie</i> IPSL Research University, Chimie ParisTech - CNRS - Institut de Recherche de Chimie Paris	69
9:30	Quadruplement de fréquence à forte puissance dans LBO <i>G. Mennerat, D. Farcaje, B. Mangote, P. Villeval et D. Lupinski</i> CEA-Saclay, DSM/IRAMIS/LIDyL	71
9:50	Génération de second harmonique en accord de phase angulaire non critique dans BaGa4Se7 <i>E. Boursier, P. Segonds, J. Debray, P. L. Inacio, V. Panyutin, V. Badikov, D. Badikov, V. Petrov et B. Boulanger</i> Institut Néel CNRS/Université Joseph Fourier	73
10:10	Croissance et caractérisation de monocristaux de YAl3(BO3)4 pour la conversion de fréquence laser dans l'UV <i>J. Ren, S. Ilas, L. Zheng, P. Loiseau, G. Aka et D. Rytz</i> Institut de Recherche de Chimie Paris	75

11:00 - Session JNCO 6 - Matériaux et Dispositifs ONL

Amphi D - Président : M. Raybaut

11:00	STABILITÉ THERMIQUE DES DOMAINES FERROÉLECTRIQUES PERIODIQUES DES LAMES CRISTALLINES DE K1-XRbXTiOPO4 <i>G. Lindgren, A. Pena, C. Canalias, A. Zukauskas, C. Liljestrang, B. Menaert et B. Boulanger</i> Institut Néel - UPR CNRS 2940	77
11:20	Oscillateur paramétrique optique en guides d'ondes AlGaAs/AIOX <i>C. Ozanam, G. Leo, X. Lafosse, I. Favero et S. Ducci</i> Laboratoire MPQ, Université Paris Diderot, CNRS-UMR 7162	79
11:40	Source paramétrique pour la détection Lidar DIAL multi-espèces <i>E. Cadiou, D. Mammez, M. Raybaut, J.-B. Dherbecourt, G. Gorju, J.-M. Melkonian, A. Godard et M. Lefebvre</i> ONERA, The French Aerospace Lab	81
12:00	Réunion/Bilan JNCO/CMDO+ <i>R. Moncorge</i> CIMAP-ENSICAEN	83

14:00 - Session Plénière 4

Amphi Louis Antoine

14:00	L'interférométrie atomique, de la physique fondamentale aux applications <i>P. Bouyer</i> LP2N	84
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	87
15:15	Sources Solides de Lumière: Une révolution dans le monde de l'éclairage <i>G. Zissis</i> LAPLACE - Université Fédérale Toulouse Midi Pyrénées	90

Présentations posters

Session Posters JNCO

P46	Tirage de Saphirs dopés Titane de grand diamètre par procédé Kypopoulos <i>G. Sen, G. Alombert-Goget, C. Pezzani, N. Barthalay, T. Duffar et K. Lebbou</i> RSA Le Rubis SA	92
P47	Croissance et caractérisation des propriétés physiques de monocristaux de Li₂MoO₄ utilisés comme cœur de bolomètres scintillants en spectroscopie de neutrons rapides et recherche de décroissance 0n-DBD <i>M. Velazquez, P. De Marcellac, A. Giuliani, P. Loaiza, P. Veber, R. Decourt et O. Viraphong</i> CNRS, ICMCB, UPR 9048	94
P48	Croissance en Solution et caractérisation des propriétés Physiques des monocristaux (Y,Eu)2O3 et (Lu,Gd)2O3:Eu <i>P. Veber, M. Velazquez, P.-A. Douissard, T. Martin, O. Plantevin et R. Belhoucif</i> CNRS, ICMCB, UPR 9048	96
P49	Synthèse et croissance cristalline d'AgGaGeS₄ pour les applications laser non linéaires du moyen infrarouge <i>J. Rame, C. Petit, B. Viana, A. Godard, J.-M. Melkonian, Q. Clement, M. Raybaut et J.B. Dherbecourt</i> ONERA	99
P50	Élaboration de céramiques de spinelle, d'alumine et d'yttrine à haute transparence pour les applications sous fortes contraintes thermomécaniques <i>J. Petit, L. Lallemand, S. Lalanne, M.-H. Ritti, S. Landais, N. Kunkel, B. Viana, A. Ferrier et P. Goldner</i> Onera	101
P51	L'épitaxie en phase liquide pour la croissance de couches minces monocristallines destinées aux applications laser <i>G. Brasse, A. Benayad, V. Menard, J.-L. Doualan, A. Braud, R. Moncorge et P. Camy</i> CIMAP - Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique	103
P52	Conception d'un dispositif, réalisé à partir d'un circuit électrique, destiné à cartographier la conductivité ionique de monocristaux <i>A. Pena, B. Menaert, O. Exshaw, P. Plaindoux, J. Debray et S. Douillet</i> Institut Néel - UPR CNRS 2940	105
P53	Petits polarons dans le niobate de lithium : modèle et interprétations <i>I. Mhaouech, Y. Coda et L. Guilbert</i> LMOPS, Université de Lorraine	107
P54	Photoluminescence d'un microcristal dopé Er³⁺ pour la calibration d'une sonde thermique <i>G. Degliame, N. Trannoy, J.-P. Jouart et M. Diaf</i> GRESPI	109
P55	Couplage Terbium-Argent pour Exaltation de la Luminescence <i>M.C. Sow, A. Braud, J.-L. Doualan, R. Moncorge et P. Camy</i> Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP)	111
P56	Elaboration et caractérisation de nouveaux oxydes monocristallins dopé praséodyme Pr³⁺ ou Nd³⁺ pour la réalisation lasers émettant dans le visible et l'ultraviolet <i>S. Sattayaporn, P. Loiseau et G. Aka</i> Institut de Recherche de Chimie Paris (IRCP)	113
P57	Polarization-dependent luminescence properties of Pr³⁺:Ca₅(PO₄)₃F as a potential near-infrared laser crystal <i>B. Qu et R. Moncorge</i> CIMAP-ENSICAEN	115
P58	Section efficace du saphir dopé au titane : une approche théorique <i>A. Da-Silva, G. Aka et G. Chériaux</i> Laboratoire d'Optique Appliquée UMR CNRS 7639,	117
P59	De la quête des coefficients thermo-optiques du CALGO <i>F. Druon, M. Olivier, A. Jaffrès, P. Loiseau, N. Aubry, J. Didierjean, F. Balembois, B. Viana et P. Georges</i> Laboratoire Charles Fabry - Institut d'Optique	119
P60	Laser à milieu amplificateur céramique Yb:CaF₂ <i>P. Aballea, A. Suganuma, F. Druon, J. Hostlrich, P. Georges, P. Gredin et M. Mortier</i> Laboratoire Charles Fabry - Institut d'Optique	121
P61	Laser Nd³⁺:YVO₄ pompé par LED en régime QCW <i>A. Barbet, A. Paul, J.-P. Blanchot, F. Balembois, F. Druon et P. Georges</i> Laboratoire Charles Fabry - Institut d'Optique	123
P62	Développement d'un oscillateur à 946 nm à base de fibre cristalline Nd:YAG pompée directement dans le niveau émetteur <i>J.-T. Gomes, F. Balembois, P. Georges, X. Délen et I. Martial</i> Laboratoire Charles Fabry - Institut d'Optique	125
P63	Guide d'onde laser de LiYF₄:YB³⁺ pour l'amplification autour de 1μm <i>M. Salhi, W. Bolanos, G. Brasse, V. Menard, J.-L. Doualan, R. Moncorge, M. Laroche, B. Leconte, B. Guichardaz, F. Courvoisier et P. Camy</i> CIMAP - Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique	127

P64	Laser bi-fréquence pulsé YLiF₄:Nd hors axes principaux et génération THz <i>A. Brenier</i> Institut Lumière Matière	129
P65	Génération d'impulsions de 100 fs dans un amplificateur régénératif à base d'Yb:CALGO <i>J. Pouysegur, M. Delaigue, Y. Zaouter, C. Hönninger, E. Mottay, A. Jaffrès, P. Loiseau, B. Viana, P. Georges et F. Druon</i> Amplitude Systèmes	131
P66	Des Impulsions Femtosecondes ou Picosecondes pour le Transfert de Biomatériaux Assisté par Laser? <i>S. Petit, R. Devillard, J.C. Delagnes, O. Kerouedan, F. Deloison et E. Cormier</i> Centre Lasers Intenses et Applications/ Université de Bordeaux	133
P67	Première mesure directe du rendement de conversion pour la SHG de type I de 1064 nm dans le cristal YCOB associé à des directions d'accord de phase hors des plans principaux <i>F. Khaled, F. Guo, P. Segonds, P. Loiseau, G. Aka et B. Boulanger</i> IPSL Research University, Chimie ParisTech - CNRS - Institut de Recherche de Chimie Paris	135
P68	Génération de troisième harmonique : une sonde unique pour l'analyse d'un milieu isotrope contraint <i>A. Borne, T. Katsura, C. Félix, P. Segonds, V. Boutou, K. Bencheikh, A. Levenson et B. Boulanger</i> Institut Néel CNRS/Université Joseph Fourier	137
P69	Diode OPO à Boîtes quantiques <i>A. Bernard et G. Leo</i> Laboratoire MPQ, Université Paris Diderot	139

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 'Utârîd 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.

MÉTHODES DE CRISTALLOGÈNE PAR SOLIDIFICATION POUR L'ÉLABORATION DE CRISTAUX MASSIFS

Matias Velázquez

CNRS, Université de Bordeaux, ICMCB, UPR 9048, 87 avenue du Dr. A. Schweitzer, 33608 Pessac cedex, France

velazquez@icmcb-bordeaux.cnrs.fr

RÉSUMÉ

MOTS-CLEFS : *solidification dirigée ; croissance en flux ; cristaux massifs pour l'optique et les lasers*

Ce tutoriel comportera un aperçu panoramique d'une douzaine de méthodes d'élaboration de cristaux massifs par solidification dirigée ou statique, et donnera des indications générales pour le choix de la méthode, notamment en fonction des propriétés physiques et physicochimiques intrinsèques du cristal, elles-mêmes rangées en propriétés thermodynamiques ou cinétiques :

i- nature et paramètres thermodynamiques de la fusion (T_f , ΔH_f , ΔS_f), transitions de phases au refroidissement (1^{er}-2^{ème} ordre, destructives ou induisant du maclage), potentiels rédox successifs dans les systèmes à valence mixte en fonction de la température (T) et de la pression en oxygène (p_{O_2}), pression de vapeur (p_v) de la phase liquide (et le cas échéant de la phase solide), tensions de surface solide-liquide/liquide-gaz (σ), masse volumique des phases liquide et solide, avec éventuellement l'anisotropie d'expansion thermique pour la phase solide, chaleur spécifique (C_p) des phases liquide et solide, modules de dureté/cisaillement et coefficients de Poisson (E, G, ν), transparence et pouvoir émissif des phases liquide et solide ;

ii- conductivité thermique des phases liquide et solide (κ), viscosité (η) de la phase liquide, coefficient de diffusion solutale (D) dans les phases liquide et solide.

Quelques considérations techniques seront évoquées quant aux choix du type de chauffage (résistif, inductif, radiatif) adapté à la température et au gradient thermique requis, de creuset (réactivité, forme, scellé ou non) et d'atmosphère (nature du gaz, p_i en système fermé, débit(s) en système ouvert, etc.). De nombreux exemples de recherche et développement de cristaux massifs, de compositions nouvelles ou bien à volume agrandi et de qualité améliorée, pour la photonique en général, l'optique et les lasers en particulier seront présentés. Plusieurs classifications des méthodes de cristallogenèse seront détaillées, par caractère statique ou dirigé, par nature de l'état fondu initial pur ou dilué, par type, refroidissement normal ou à nivellement de zone, par longueur de pont liquide avec ou sans apport solutal, régime de transport solutal en phase liquide et cinétique de diffusion solutale dans les deux phases. Quelques avantages et inconvénients méthodologiques des techniques les plus répandues dans l'industrie (Bridgman, Czochralski, TSSG) seront précisés et la fusion de zone présentée également comme un outil d'exploration intéressant en science des matériaux. Un bref historique des évolutions techniques les plus marquantes tout au long du 20^{ème} siècle (Bridgman, Stockbarger, Stober-Strong, HEM, Czochralski, Kyropoulos) sera présenté, ainsi qu'une discussion sur le dopage des cristaux par partition liquide/solide et ses conséquences en termes de profils de concentration (notamment pour les hautes puissances laser), de stabilité morphologique de l'interface de solidification et de choix des conditions de croissance qui en découle. Dans les méthodes de Bridgman et de fusion de zone, les avantages et inconvénients à utiliser une configuration horizontale ou verticale seront donnés. Des exemples d'application à des cas réputés difficiles seront passés en revue. Il sera montré qu'il est possible d'obtenir des

monocristaux de plusieurs centaines de grammes par la méthode des flux, des cristaux taillés à façon par la méthode EFG, et qu'il est aussi possible de combiner la méthode des flux avec des méthodes de solidification dirigée, normale ou à nivellement de zone (flux-fusion de zone, flux-Bridgman, flux-Czochralski).

Croissance cristalline de larges cristaux à partir de l'état liquide

Kheirreddine .Lebbou

Institut Lumière Matière, Université Lyon 1—UMR 5306 CNRS, 69622 Villeurbanne, France
Kheirreddine.lebbou@univ-lyon1.fr

Les monocristaux sont toujours au centre d'enjeux économiques d'une importance cruciale dans les applications de haute technologie. A travers tout ce qui a été fait jusqu'à maintenant, il est facile de réaliser combien les matériaux monocristallins ont un rôle crucial dans l'évolution et le développement des systèmes et des accessoires optiques pour une variété d'application.

La croissance cristalline à partir de l'état liquide de matériaux à fusion congruente est basée sur la fusion du composé, puis un refroidissement lent permet une germination homogène et un accroissement de la taille des cristallites ainsi formés. On obtient alors soit un composé poly-cristallin duquel on peut extraire quelques cristaux de taille variable, soit un monocristal. Le mode et la technique de croissance cristalline dépendent du comportement du matériau et de son application. Ainsi, la croissance cristalline à partir de l'état liquide est la meilleure méthode pour obtenir des cristaux de grandes dimensions, homogènes et de bonne qualité. La cristallisation à partir du liquide a été développée pour la production de cristaux pour l'électronique, l'optique, la photonique, l'optoélectronique et les semi-conducteurs... Cette technique exige l'utilisation de matériaux à fusion congruente donc sans décomposition en-dessous ou au voisinage du point de fusion. Dans le cas de la cristallisation de large cristaux à partir de l'état liquide, le composé sous forme de poudre ou de craquelé est fondu dans un creuset chimiquement inerte (Iridium, Molybdène, Tungstène). Un germe monocristallin est approché de la surface du bain liquide, formant un ménisque et créant une interface solide-liquide. L'orientation du germe de départ permet de générer la direction de croissance cristalline souhaitée. Dans le cas du tirage par la méthode Czochralski (Cz), le germe est lentement tiré vers le haut, à des vitesses de croissance relativement faible dépendant du comportement du liquide et du régime de cristallisation. La croissance cristalline est réalisée avec une rotation (V_r) du cristal ou le creuset dans le but d'homogénéiser le bain liquide, contrôler la géométrie de l'interface de cristallisation (plane, concave, convexe) et obtenir une géométrie cylindrique du cristal. La figure 1 montre une illustration schématique de la croissance cristalline à partir de l'état liquide.

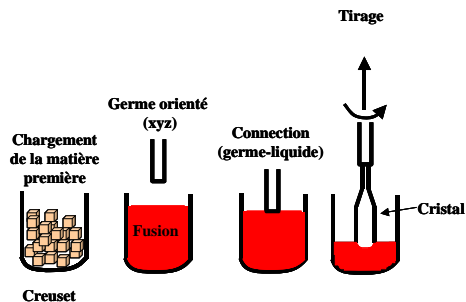


Figure 1. Les différentes étapes de la préparation de la croissance cristalline et le tirage à partir de l'état liquide

Malgré les performances techniques qui ont été réalisés dans les procédés de cristallogenèse par les chercheurs et les industriels concepteurs d'équipement de tirage (machine de tirage, programme informatique de tirage, simulation et modélisation), aujourd'hui, il est difficile de parler de l'existence d'un cristal idéal parfaitement optimisé. Les performances d'un cristal varient d'une entreprise à une autre et d'une équipe de recherche à une autre. Ce qui confirme les difficultés et les problèmes de fabrication des cristaux et de leurs reproductibilités. Des exemples de cristallisation de cristaux d'oxydes inorganiques à fusion congruente seront présentés et discutés du point de vue du régime de cristallisation et de leurs performances.

CROISSANCE EN FLUX À 1230°C DE MONOCRISTAUX CUBIQUES DE Tb₂O₃ ET CARACTÉRISATIONS DE LEURS PROPRIÉTÉS OPTIQUES ET MAGNÉTIQUES

Philippe Veber¹, Matias Velázquez¹, Grégory Gadret², Olivier Plantevin³, Daniel Rytz⁴, Mark Peltz⁴ et Rodolphe Decourt¹

¹ CNRS, Université de Bordeaux, ICMCB, UPR 9048, 87 avenue du Dr. A. Schweitzer, 33608 Pessac cedex, France

² Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, LICB, UMR 6303 CNRS-Université de Bourgogne, Faculté des Sciences Mirande, 9 avenue Alain Savary, BP 47870, 21078 Dijon cedex, France

³ Centre de Sciences Nucléaires et de Sciences de la Matière, CSNSM, UMR 8609, CNRS-Université d'Orsay, Bât. 108, 91405 Orsay Campus, France

⁴ FEE-GmbH, Struthstrasse 2, 55743 Idar-Oberstein, Germany

velazquez@icmcb-bordeaux.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la première croissance cristalline en solution haute température sous atmosphère contrôlée de Tb₂O₃ cubique monocristallin. Cette méthode utilise un solvant dépourvu de métaux lourds travaillant à moins de la moitié de la température de fusion de ce sesquioxyde. Les cristaux de dimensions millimétriques extraits des massifs bruts de croissance sont monophasés (DRX sur poudre), chimiquement purs (analyse GDMS) et présentent une constante de Verdet dans le visible et le proche infrarouge au moins trois fois plus grande que celle du cristal commercialement bien répandu, le Tb₃Ga₅O₁₂ (TGG). Une lame à faces parallèles d'épaisseur 1.36 mm présente un coefficient de transmission supérieur à 77% sur la gamme spectrale 525 nm–1.38 μm. Les spectres d'absorption et d'émission en température, la susceptibilité magnétique et la chaleur spécifique des monocristaux confirment l'absence de cations Tb⁴⁺ et d'autres impuretés.

MOTS-CLEFS : Tb₂O₃ ; croissance en flux ; rotation Faraday ; isolation optique

Nous avons révélé ces dernières années les potentialités d'un nouveau solvant pour la croissance en flux de monocristaux de sesquioxydes de terre rare, purs ou dopés, en visant surtout des applications optiques (lasers, scintillateurs, rotateurs Faraday, etc.) [1–3]. Aux principales difficultés posées à leur cristallogenèse par leur haute température de fusion s'ajoutent, pour les sesquioxydes de terre rare du début et de milieu de série, plusieurs transitions de phases structurales intervenant au cours du refroidissement depuis l'état fondu. Par exemple, Eu₂O₃ ne présente pas moins de quatre transitions de phase et Gd₂O₃ trois d'entre elles entre la température ambiante et celle de fusion [4]. Le cas de Tb₂O₃, qui présente une température de fusion de 2410 °C, s'avère plus compliqué par ses possibilités de valence mixte résultant en une oxydation aisée aux températures intermédiaires et élevées. Les divers équilibres cationiques Tb³⁺/Tb⁴⁺ conduisent à différentes transitions de phases magnétiques, comme celles mesurées dans TbO₂, TbO_{1.823}, Tb₁₁O₂₀, Tb₄O₇ et Tb₇O₁₂ [5]. La croissance cristalline de Tb₂O₃ cubique pur ne semble pas avoir été rapportée. Ce n'est que récemment que la croissance de Tb₂O₃ cubique en couches minces polycristallines a été étudiée en vue d'applications électronique ou optronique [6–8]. Par ailleurs, dès qu'il est devenu clair que des cristaux de Tb₂O₃ cubiques deviendraient disponibles, leur utilisation comme rotateurs Faraday a été brevetée [9]. La concentration élevée en ions Tb permise

par la structure cristallographique devrait ouvrir la voie à des dispositifs compacts et bon marché basés sur des cristaux d'épaisseur réduite. Dans cette présentation, nous détaillerons la cristallogénèse de monocristaux de dimensions millimétriques par croissance en flux sous atmosphère contrôlée d'argon dans un solvant $\text{Li}_6\text{Tb}(\text{BO}_3)_3$, permettant de cristalliser Tb_2O_3 cubique entre 1235 °C et 1160 °C.

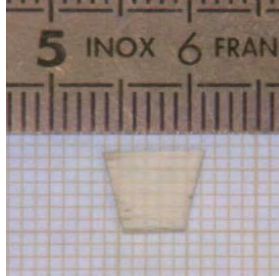


Fig. 1 : Monocristal de Tb_2O_3 découpé, poli et orienté [112], obtenu par croissance en flux.

Les cristaux ne requièrent pas de traitement thermique post-croissance et s'avèrent transparents sur une large gamme spectrale ($T > 77\%$ de 525 nm à 1.38 μm). À 628 nm et 1.064 μm , leur constante de Verdet est au moins trois fois plus élevée que celle de cristaux TGG commerciaux. Les mesures de chaleur spécifique et de susceptibilité magnétique en fonction de la température établissent l'absence de cations Tb^{4+} dans les cristaux. Ce procédé de croissance en flux développé pour obtenir ces cristaux de qualité optique ouvre la voie à des mesures de leurs propriétés physiques intrinsèques (optiques, spectroscopiques, thermiques, thermomécaniques, thermo-optiques, etc.) pertinente pour leur utilisation future en optique et en photonique.

RÉFÉRENCES

- [1] Ph. Veber, M. Velázquez, V. Jubera, S. Pechev et O. Viraphong, "Flux growth of Yb^{3+} -doped RE_2O_3 (RE=Y,Lu) single crystals at half their melting point temperature", *CrystEngComm*, 2011, 13(16), 5220–5225.
- [2] G. Buşe, M. Velázquez, Ph. Veber, V. Jubera, Y. Petit, S. Péchev, O. Viraphong, R. Decourt, A. Jaffres, P. Aschehoug et G. Aka, "Spectroscopic properties of newly flux grown $\text{RE}_2\text{O}_3:\text{Yb}^{3+}$ (RE=Y,Lu) laser crystals for high-power diode-pumped systems", *Proc. SPIE*, 2012, 8433, 84331B1-7.
- [3] F. Druon, M. Velázquez, Ph. Veber, S. Janicot, O. Viraphong, G. Buşe, M. Abdou Ahmed, T. Graf, D. Rytz et P. Georges, "Laser demonstration with highly doped Yb^{3+} - Gd_2O_3 and Yb^{3+} - Y_2O_3 crystals grown by an original flux method", *Opt. Lett.*, 2013, 38(20), 4146–4149.
- [4] M. Foex et J.-P. Traverse, *Rev. Int. Hautes Temp. Refract.*, 1966, 3, 429–453.
- [5] S. Baran, R. Duraj, A. Hoser, B. Penc et A. Szytuła, *Acta Phys. Pol.*, A, 2014, 123(1), 98–100; R. W. Hill, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 1986, 19, 673–682.
- [6] I. Geppert, M. Eizenberg, N. A. Bojarczuk, L. F. Edge, M. Copel et S. Guha, *J. Appl. Phys.*, 2010, 108, 024105.
- [7] S. V. Belaya, V. V. Bakovets, A. I. Boronin, S. V. Koshcheev, M. N. Lobzareva, I. V. Korolkov et P. A. Stabnikov, *Inorg. Mater.*, 2014, 50(4), 379–386.
- [8] V. V. Bakovets, S. V. Belaya, M. N. Lobzareva et E. A. Maksimovskii, *Inorg. Mater.*, 2014, 50(6), 576–581.
- [9] D. Rytz, K. Dupré, L. Ackermann et M. Peltz, *Ger. Offen.*, DE 102011100537 A1 20121108, 2012.

SIMULATION NUMERIQUE AU SERVICE DE LA CRISTALLOGENESE POUR L'OPTIMISATION DES DISPOSITIFS DE CROISSANCE

Gurvan Brasse¹, Pascal Loiseau², Alain Maillard³, Bertrand Menaert⁴, Alexandra Pena⁴, Philippe Veber⁵

¹ CIMAP UMR 6252 CEA-CNRS-ENSICAEN-Université de Caen, 14050 CAEN, France

² IRCP UMR 8247 CNRS-Chimie ParisTech, 75231 PARIS, France

³ LMOPS EA 4423 CNRS / GeorgiaTech UMI 2958 CNRS, 57070 METZ, France

⁴ Institut Néel UPR 2940 CNRS, 38042 GRENOBLE, France

⁵ ICMCB UPR 9048 CNRS, 33608 PESSAC, France

gurvan.brasse@ensicaen.fr

RÉSUMÉ

Cet article présente un projet de simulation numérique ayant pour objectifs, d'améliorer les dispositifs de cristallogenèse mis en œuvre pour la croissance des cristaux pour l'optique et de mieux comprendre les phénomènes physico-chimiques qui s'opèrent durant cette étape. Ce projet collaboratif et fédérateur entre plusieurs laboratoires français est soutenu par le réseau CMDO+ et la mission pour l'interdisciplinarité du CNRS.

MOTS-CLEFS : *simulation numérique, croissance cristalline, COMSOL*

1. INTRODUCTION

L'objectif de ce projet est de développer, de façon collaborative et complémentaire, des programmes de calcul et de modélisation à partir de l'outil informatique COMSOL Multiphysics, pour l'optimisation et le développement des procédés de croissance cristalline dédiés aux cristaux pour l'optique.

En effet, la qualité optique des cristaux est en grande partie liée aux conditions de cristallogenèse. La conception des enceintes de croissance est donc une étape clef et essentielle car les gradients thermiques au sein du dispositif ont une incidence directe sur l'interface de cristallisation, les mouvements de convections dans le bain en fusion ou encore sur les contraintes mécaniques qui peuvent être créées au sein des cristaux. Actuellement, l'optimisation des fours de croissance et de leurs gradients thermiques se fait empiriquement au fil des expériences, ce qui est coûteux en termes de temps et d'argent. Il est nécessaire de mieux appréhender ces problèmes expérimentaux et de mieux comprendre les phénomènes qui s'opèrent au cours de la croissance des cristaux, au regard des dispositifs de croissance utilisés. A cet effet, des modélisations préalables permettraient une architecture plus adaptée des systèmes et un meilleur dimensionnement des éléments constitutifs des fours, tels que les résistors, les inducteurs, les écrans, les creusets..., ainsi que des alimentations électriques associées.

Nous proposons donc à travers ce projet collaboratif, fédérateur et évolutif de mettre au point des programmes de calcul relatifs aux différents procédés de cristallogenèse dont nous disposons à l'échelle nationale et ainsi de constituer une banque de données avec les résultats obtenus et les modèles réalisés. De cette manière, ces données pourront être accessibles à tous les acteurs du réseau, afin de répondre au mieux aux problématiques de chacun.

2. CONTEXTE TECHNOLOGIQUE & NATURE DES TRAVAUX

Le CIMAP développera des modélisations des dispositifs utilisés pour la croissance de monocristaux de fluorures massifs par les méthodes Bridgman et Czochralski d'une part, ainsi que pour la croissance de couches minces monocristallines de fluorures par épitaxie en phase liquide (Liquid Phase Epitaxy ou LPE) d'autre part.

L'IRCP s'attachera à la simulation thermique des dispositifs de croissance pour des cristaux de type oxyfluorure et oxyde par la technique Czochralski en chauffage inductif et par une méthode de croissance en flux en chauffage résistif multizone ;

Le LMOPS s'attachera à simuler une enceinte à chauffage inductif, présentant un très fort gradient de température axial et établira une cartographie des courants de convection du bain de matière en fusion. Le travail sera réalisé sur deux types de configurations et le matériau test pris en compte pour ces modélisations sera le métaborate de baryum.

L'Institut Néel, pour sa part modélisera des enceintes de croissance dédiées à la méthode des flux, de type résistifs et présentant différentes géométries. L'objectif in fine est de modéliser les conditions de transport massique et thermique, afin d'optimiser et maîtriser les vitesses de croissance dans des expériences de type SSSG (Submerged Seed Solution Growth) et TSSG (Top Seeded Solution Growth).

L'ICMCB, quant à lui développera des programmes pour simuler le comportement thermique en chauffage résistif et inductif, des systèmes utilisés pour la croissance en flux de matériaux de type oxydes (SSSG et TSSG). L'étude de la configuration géométrique de la méthode Czochralski est aussi envisagée car elle s'apparente fortement à celle utilisée pour la technique du flux. Enfin, la simulation d'un four à image (Optical Floating Zone Furnace) est aussi en perspective.

3. MISE EN ŒUVRE DE L'ACTION & PERSPECTIVES

En accord avec la politique de mutualisation des ressources humaines, financières et matérielles du CNRS, une licence réseau du logiciel COMSOL multiphysics et plusieurs modules complémentaires (Heat transfer & AC/DC) ont été achetés en commun pour les laboratoires membres du projet. Afin de permettre l'utilisation du logiciel au sein de nos différents laboratoires, répartis sur tout le territoire national, un cloud et une machine virtuelle déportés ont été mis en place via une offre de services CNRS, de manière à pouvoir utiliser la licence stockée sur ce support et d'y sauvegarder une banque de données de modèles et de résultats. Cette action, qui a pour objectif de se développer et de se pérenniser, sera enrichie par l'organisation de journées thématiques, de formations et d'un transfert de connaissances régulier entre chacun des acteurs, à destination et dans l'intérêt de l'ensemble de la communauté du réseau Cristaux Massifs et Dispositifs pour l'Optique (CMDO+).

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.

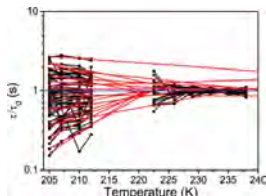


Fig. 1 : Hétérogénéité des temps de diffusion rotationnelle de molécules (à gauche) et de nanobarreaux d'or (à droite) et son évolution avec la température (d'après [3]).

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.

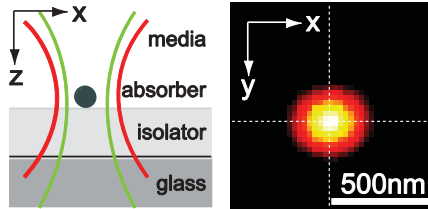


Fig. 2 : Diagramme de principe de l'imagerie photothermale employant un faisceau pompe (vert) et un faisceau sonde (rouge) et détectant les variations thermiques d'indice. Exemple de signal provenant d'une nanosphère d'or de 20 nm de diamètre (d'après réf. [4]).

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 désorption apparaissent comme des sauts d'absorption optique (voir Fig.3) détectée par contraste photothermique [5].

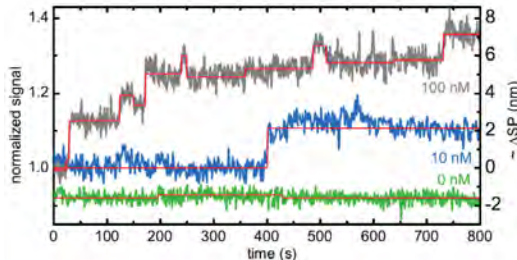


Fig. 3 : Traces temporelles du signal photothermique d'un nanobâtonnet d'or montrant les événements discrets d'adsorption et de désorption de molécules de protéine (streptavidine/phyco-érythrine ; d'après réf. [5]).

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].

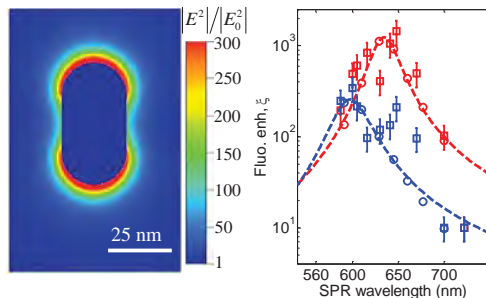


Fig. 4 : Distribution de l'intensité lumineuse autour d'un nanobarreau d'or excité à la résonance plasmon longitudinale. Noter la forte exaltation près des extrémités, dépassant un facteur 250. A gauche la dépendance en longueur d'onde du facteur global d'exaltation pour deux longueurs d'onde d'excitation (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 analysées 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.

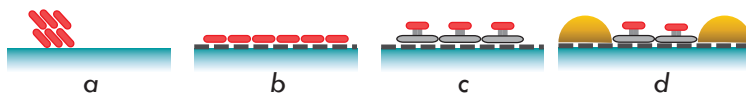


Fig. 1 : Illustration des différentes structures obtenues. *a* : micro/nanocristaux obtenus par dépôt de luminophores (rouge) directement sur substrat de quartz (bleu). *b* : monocouche organisée par dépôt sur graphène (tirets noirs) transféré sur quartz. *c* : monocouche de tectons 3D comprenant le 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.

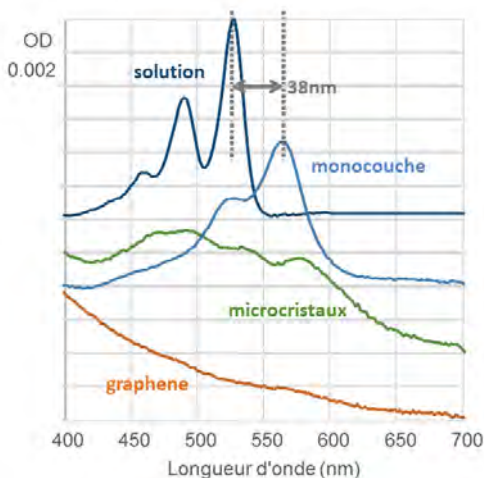


Fig. 2 : Spectres d'absorption optique mesurés en transmission pour une solution de C13-PTCDI, des microcristaux sur quartz (voir figure 1a), et une monocouche organisée sur graphène (figure 1b), après soustraction de l'absorption de ce dernier.

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.

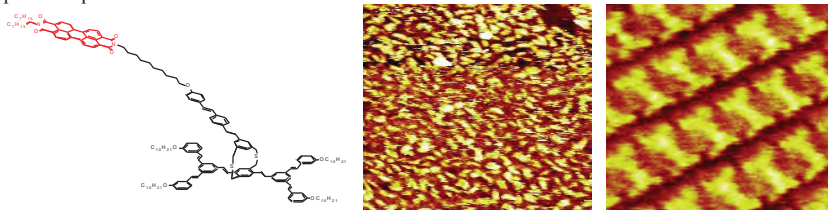


Fig. 3 : Structure moléculaire du tecton 3D (à gauche) ; images par STM de la structure auto-assemblée 2D formée sur HOPG (au centre, 40×40nm²) et de la structure formée par le piédestal sur le feuillet de graphène (à droite, 11×11nm²).

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.

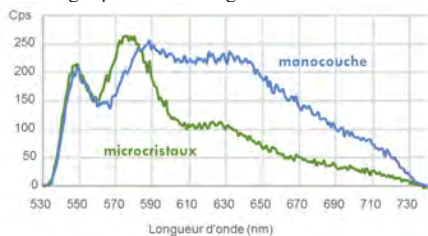


Fig. 4 : Spectres de fluorescence du tecton 3D décrit en figure 3 sous forme de microcristaux sur quartz (voir figure 1a) ou de monocouche organisée sur graphène (figure 1b).

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

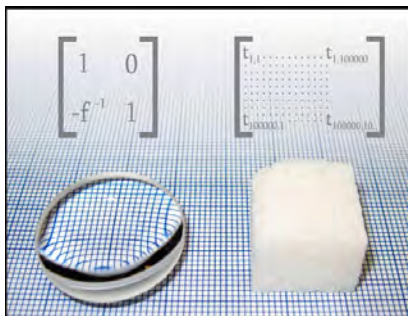
Le contrôle de front d'onde a récemment émergé comme une technique puissante pour contrôler la lumière à travers les milieux diffusants, étendant les concepts de l'optique adaptative au régime de diffusion multiple. Parmi les méthodes permettant de focaliser ou imager, la mesure de la matrice de transmission 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 through scattering layers and around corners via speckle 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

FONDAMENTAUX ET METHODES DE CARACTERISATION DES MATERIAUX LUMINESCENTS

R. Moncorgé

Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP), UMR 6252 CEA-CNRS-ENSICAen, Université de Caen, 6 Bvd. Maréchal Juin, 14050 Caen, France

richard.moncorgé@ensicaen.fr

Les matériaux luminescents entrent aujourd'hui dans la composition de nombreux dispositifs pour des applications très diverses allant de l'éclairage et la signalisation publique aux lasers ultra-intenses en passant par les télécommunications optiques à haut-débit et l'information quantique. De nombreux articles leur ont donc déjà été consacrés et peuvent être trouvés dans la littérature passée.

Le but de cette intervention est de présenter la problématique posée dans la définition et la mesure de certaines de leurs caractéristiques optiques et spectroscopiques en mettant l'accent, en guise d'illustration, sur la catégorie de matériaux qui est encore la plus étudiée, celle des matériaux inorganiques solides dopés par des ions de terres rares ou des ions de métaux de transition.

Je ferai d'abord une description rapide des principaux matériaux émetteurs de rayonnement suivant leurs domaines d'émission et leur utilisation. Les matériaux luminescents se caractérisant par leurs propriétés spectrales et dynamiques, la seconde partie sera consacrée à la description et la définition des paramètres utiles à la caractérisation de ces différentes propriétés et à celle des processus mis en jeu. En parallèle à cette description mais aussi à la suite, je passerai en revue les méthodes et techniques classiques permettant de mesurer ces différents paramètres en prenant soin chaque fois de détailler les aspects de calibration et d'exploitation des résultats en fonction des systèmes étudiés. On verra, par exemple, comment corriger des spectres d'émission de la réponse spectrale des appareils, comme éviter les problèmes posés par le piégeage radiatif, comment déterminer des rapports de branchements, comment calibrer les spectres en unité de section efficace, et comment faire une mesure de rendement quantique. Je dirai également quelques mots sur des mécanismes et techniques de mesures plus spécifiques. Seront décrites plus particulièrement les techniques pompe-sonde qui permettent d'enregistrer et de calibrer les spectres d'absorption dans les états excités des ions, et si le temps le permet, les méthodes de caractérisation des spectres d'excitation multi-photons et de luminescence dite « coopérative », ainsi que les techniques pompe-sonde pour enregistrer les variations d'indices de réfraction d'origine thermique ou électronique résultant d'un fort pompage optique.

POUDRES LUMINESCENTES SANS LANTHANIDES POUR L'ÉCLAIRAGE BLANC TOUT SOLIDE

**Pauline Burner^{1,2}, Mathieu Salaün^{1,2}, Alban Ferrier^{3,4}, Bruno Viana⁴, Vincent Maurel⁵,
Isabelle Gautier-Luneau^{1,2}, Alain Ibanez^{1,2}**

¹ Institut Néel, Université Grenoble Alpes, 38042 Grenoble, France

² Institut Néel, UPR CNRS 2940, 38042 Grenoble, France

³ Université Pierre et Marie Curie, Université Paris 6, 75005 Paris, France

⁴ Chimie Paristech, Chimie de la Matière Condensée de Paris, UMR CNRS 7574, 75001 Paris, France

⁵ Laboratoire de Résonance Magnétique, SCIB, INAC, CEA, UMR-E 3 CEA-UJF, 38054 Grenoble, France

pauline.buner@neel.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous avons synthétisé par chimie douce une nouvelle famille de luminophores possédant une émission intense et large sur tout le spectre visible pour des applications dans l'éclairage blanc tout solide. Ces phosphores sont des poudres vitreuses d'aluminoborates métalliques sans lanthanides dont la photoluminescence provient de défauts structuraux (centres colorés). Pour une excitation UV (350-390nm), les poudres présentent une émission qui peut être ajustée selon le traitement thermique, du bleu au blanc.

MOTS-CLEFS : *Luminophore ; Sans lanthanides ; Aluminoborate ; Chimie douce.*

L'éclairage de demain par « LEDs blanches » est devenu un enjeu majeur afin d'élaborer des dispositifs à bas coût, produisant une lumière confortable pour l'œil en évitant de forte composante bleue nocive pour la vue et la santé. A l'Institut Néel, nous développons un nouveau type de luminophores à base de poudres d'aluminoborates métalliques. Le caractère innovant de ces poudres est de produire une large bande d'émission sur l'ensemble du domaine visible, à partir de centres colorés (défauts structuraux) présents dans ces matrices amorphes. Un seul luminophore de ce nouveau type permettrait de générer un éclairage blanc sous l'excitation d'une LED émettant dans le proche UV (370-390 nm). De plus, ces matériaux sont constitués d'éléments non toxiques et abondants, sans lanthanides, et ainsi moins coûteux.

Les poudres sont synthétisées par chimie douce (méthodes de type « sol-gel »). Les résines séchées subissent ensuite des traitements thermiques sous atmosphères contrôlées ($T_{\max} \approx 740$ °C). Pour une excitation UV (350-390 nm), les poudres présentent une émission variant avec la température de recuit, du bleu au blanc chaud. Le matériau a dans un premier temps été préparé par la méthode des précurseurs polymériques (Pechini modifié) [1]. Cette voie de synthèse conduit à l'obtention de poudres vitreuses (présence d'une transition vitreuse sur les courbes de microcalorimétrie différentielle) qui perdent leurs propriétés de luminescence lors de la cristallisation. Elles combinent un rendement quantique interne pouvant atteindre 90% et un rendement quantique externe autour de 20% sous excitation à 365 nm.

Actuellement, les synthèses de cette famille de luminophores sont en cours d'optimisation par voie sol-gel, afin de réduire la température et le temps du procédé mais aussi de limiter la proportion massique de précurseurs organiques qui doit ensuite être éliminée lors des traitements thermiques. La figure 1 illustre les spectres d'émission de poudres synthétisées par voie sol-gel, montrant l'évolution de la photoluminescence avec la température de recuit.

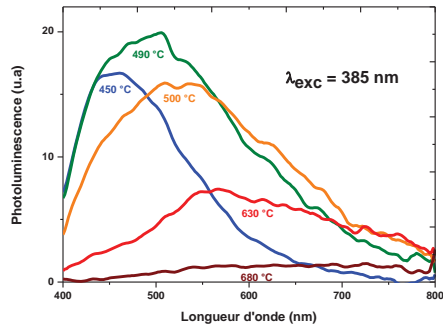


Fig 1 : Spectres d'émission ($\lambda_{exc} = 385 \text{ nm}$) de poudres synthétisées par voie sol-gel pour différentes températures de calcination (de 490°C à 680°C).

Les caractérisations structurales (diffraction des Rayons X, spectroscopie IR et RMN) menées sur les poudres ont montré que la première phase cristalline apparaissant pour les deux méthodes de synthèse est une phase d'aluminoborate : $\text{Al}_4\text{B}_2\text{O}_9$. Par ailleurs, la présence d'espèces radicalaires dans les poudres luminescentes a été mise en évidence par résonance paramagnétique électronique (RPE). Nous essayons actuellement d'identifier ces centres paramagnétiques qui semblent liés aux propriétés de luminescence en combinant différentes techniques de spectroscopie RPE (continue et pulsée en bande X ou Q). La connaissance de ces centres d'émission permettra ainsi d'en augmenter la concentration afin d'optimiser les propriétés de luminescence des poudres.

Nous discuterons plus particulièrement des différences observées selon la méthode de synthèse mise en œuvre, ainsi que de l'avancement de l'identification des centres paramagnétiques par spectroscopie RPE.

REFERENCES

[1] A. Ibanez, V. F. Guimaraes, L. J. Q. Maia and A. C. Hernandes, Luminophor composition for UV-Visible light conversion and light converter obtained therefrom, European Patent Application EP2468690A1, CNRS, déc. 2010.

Ce travail est soutenu par l'ANR-14-0033-0001 LUMINOPHOR-LED, défi « Energie propre, sûre et efficace ».

FIBRES CHALCOGENURES DOPEES TERRES-RARES POUR LA DETECTION TOUT OPTIQUE DE GAZ DANS LE MOYEN IR

A.L. Pelé¹, A. Braud¹, J.L. Doualan¹, R. Chahal², V. Nazabal², R. Moncorgé¹, et P. Camy¹

¹ Centre de Recherche sur les ions, les matériaux et la photonique (CIMAP), Caen, France
UMR 6252 CEA-CNRS-ENSICAEN, Université de Caen, 6 bd Maréchal Juin, 14050 Caen

² Equipe EVC, UMR 6226, Institut Sciences Chimiques de Rennes, Rennes, France

anne-laure.pele@ensicaen.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons pour la première fois la conversion d'une lumière IR autour de 4.4 μm en un signal proche-IR à 810 nm dans des fibres chalcogénures dopées Er^{3+} . Cette conversion d'énergie est rendue possible par le pompage optique de fibres dopées Er^{3+} à 980 nm et l'excitation simultanée par un signal IR à 4.4 μm provenant d'une fibre chalcogénure dopée Dy^{3+} ou d'un corps noir. Ce résultat permet d'envisager le développement d'un capteur de gaz « tout optique » capable de détecter de nombreux gaz tout en utilisant une détection déportée basée sur des fibres en silice commerciales. Pour la détection du CO_2 , un capteur basé sur une première fibre sulfure dopée Dy^{3+} constituant la source IR permettant de sonder le CO_2 est envisagé tandis qu'une seconde fibre dopée Er^{3+} permettra la conversion d'énergie du signal à 4.4 μm en un signal à 810 nm.

MOTS-CLEFS : matériaux dopés terres-rares, fluorescence, infrarouge, capteur

De nombreuses signatures spectroscopiques associées à des gaz d'intérêt sont situées dans le domaine de longueur d'onde 2.5-15 μm . Ce domaine peut être couvert par des émissions à partir d'ions terres-rares insérés dans des verres chalcogénures, connus pour leur basses énergies de phonons [1]. Nous présenterons des résultats concernant le développement d'un capteur de gaz tout optique à 4.4 μm basé sur des matrices chalcogénures dopées terres-rares. Le schéma du capteur est représenté sur la figure 1 : une diode pompe une fibre chalcogénure dopée Dy^{3+} , entraînant l'émission du signal IR, qui est ensuite envoyé dans la cellule de gaz pour sonder l'absorption du gaz à 4.4 μm . Le signal IR de la sonde est ensuite converti en un signal à 810 nm par absorption dans l'état excité en lien avec le pompage simultané à 980 nm d'une fibre chalcogénure dopée Er^{3+} . Cette conversion en longueur d'onde rend possible le transport du signal de sonde sur de longues distances par le biais de fibres optiques en silice, augmentant ainsi considérablement les applications possibles.

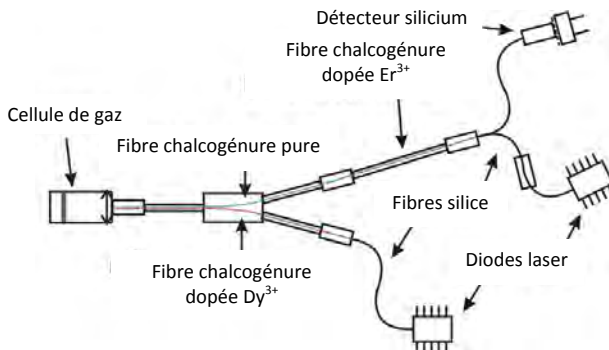


Fig. 1 : Schéma de principe du capteur tout-optique.

L'optimisation de la fibre GeGaSbS dopée Dy^{3+} comme source IR, qui sera présentée, est basée sur la comparaison entre les mesures expérimentales et la simulation de cette fibre luminescente. Le mécanisme de conversion d'énergie du $4.4 \mu\text{m}$ vers le 810 nm présenté sur la figure 2 a été mis en œuvre avec succès dans une fibre chalcogénure GeGaSbS dopée Er^{3+} en utilisant comme sonde un signal IR à $4.4 \mu\text{m}$ provenant soit d'une fibre chalcogénure dopée Dy^{3+} soit d'un corps noir équipé d'un filtre IR [2]. Le signal IR de sonde est modulé tandis que la pompe est maintenue continue. Par conséquent, le signal converti à 810 nm provenant du niveau $^4I_{9/2}$ se trouve lui-même modulé à la fréquence du signal IR, permettant ainsi de discriminer le signal de conversion à 810 nm de la luminescence parasite résultant des mécanismes de transfert d'énergie par up-conversion (T_{22} sur la figure 2) entre les ions Er^{3+} proches.

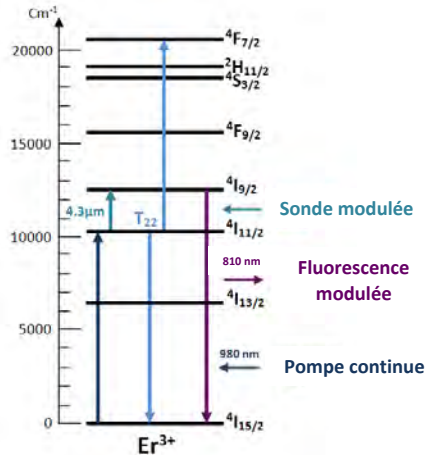


Fig. 2 : Conversion d'énergie du $4.4 \mu\text{m}$ au 810 nm dans des ions Er^{3+} .

Comme pour la fibre GeGaSbS dopée Dy^{3+} , la fibre GeGaSbS dopée Er^{3+} a été optimisée pour obtenir le meilleur rapport signal sur bruit et le maximum de fluorescence à 810 nm . Différents schémas de conversion d'énergie seront présentés ainsi que les dépendances du signal de conversion en fonction des longueurs d'onde et des flux de photons à la fois de la sonde IR et de la pompe. Nous discuterons également, sur la base des résultats expérimentaux et des résultats des simulations, l'optimisation de la géométrie des fibres (diamètre, longueur, effilement...) ou encore l'impact du signal parasite d'up-conversion provenant de la pompe sur le rapport signal sur bruit.

RÉFÉRENCES

- [1] F. Charpentier, F. Starecki, J. L. Doualan, P. Jónvári, P. Camy, J. Troles, S. Belin, B. Bureau, V. Nazabal, "Mid-IR luminescence of Dy^{3+} and Pr^{3+} doped $Ga_5Ge_{20}Sb_{10}S(Se)_{65}$ bulk glasses and fibers", *Mat. Letters*, 101, 21-24 (2013).
- [2] A.L. Pelé, A. Braud, J.L. Doualan, R. Chahal, V. Nazabal, C. Boussard-Plédel, B. Bureau, R. Moncorgé, P. Camy, "Wavelength conversion in Er^{3+} doped chalcogenide fibers for optical gas sensors", *Optics Express*, 23, 4163-4172 (2015).

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].

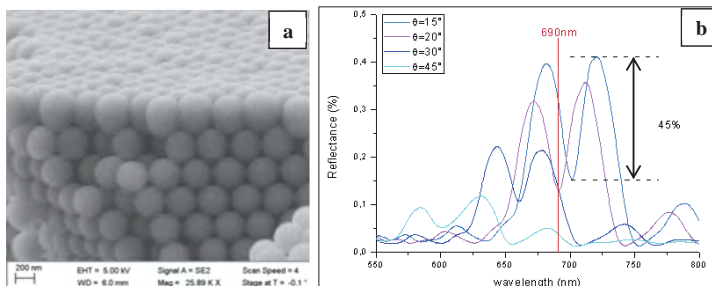


Figure 1 : a- Image MEB de la coupe d'une couche de silice déposée sur une opale de billes de silice.
 b- Spectres de réflectivité d'une hétérostructure composée d'une couche de silice déposée entre deux opales de billes de silice à différents angles.

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.

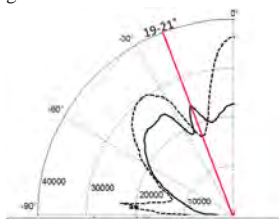


Figure 2 : Diagramme d'émission de nano-émetteurs à 690nm et à travers une opale avec (----) et sans (—) mode de défaut en silice pulvérisée.

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).

Céramiques composites pour applications lasers

Rémy BOULESTEIX ^{1,2}, Loïck BONNET ^{1,2}, Alexandre MAITRE ^{1,2}, Vincent COUDERC ³,

Christian SALLÉ ^{2,4}, Alain BRENIER⁵

¹ LABORATOIRE SCIENCE DES PROCÉDES CÉRAMIQUES ET DE TRAITEMENTS DE SURFACE, Centre Européen de la Céramique UMR CNRS 7315 12 rue Atlantis, 87068, Limoges cedex, France

² LABORATOIRE DE CÉRAMIQUES TRANSPARENTES POUR LASERS (LCTL), Université de Limoges, 12 rue Atlantis, 87068 Limoges, France

³ XLIM, UMR CNRS 6172, 123 av. Albert Thomas, 87060 Limoges, France

⁴ CILAS, 8 avenue Buffon, Z.I. La Source 45063 Orléans, France

⁵ INSTITUT LUMIÈRE MATIÈRE, UMR CNRS 5620, Université Claude Bernard/Lyon1, 69622 Villeurbanne, France

Les céramiques transparentes présentent des propriétés optiques intéressantes, et peuvent être notamment utilisées comme milieux amplificateurs de lasers. Ces matériaux peuvent en effet incorporer des concentrations élevées en ions dopants luminescents et peuvent être fabriqués sous la forme de pièces de grande taille dans des temps relativement courts. Les procédés de fabrication des céramiques constituent ainsi une alternative intéressante aux méthodes de croissance des monocristaux dont les conditions d'élaboration sont généralement plus contraignantes [1]. Parmi les matériaux d'intérêt pour les applications lasers (grenats, sesquioxides, fluorures, etc.), les grenats de terres rares (*e.g.* Nd:Y₃Al₅O₁₂, Yb:Lu₃Al₅O₁₂...) présentent de nombreux avantages comme une conductivité thermique, une résistance aux chocs thermiques et un rendement laser élevés (> 8 W.m⁻¹.K⁻¹, > 5 W.m^{-1/2} et > 30%, respectivement).

La variété des procédés d'élaboration et de mise en forme des céramiques permet aussi la fabrication de matériaux composites à gradient de composition ou de dopage [2]. Ces architectures ont essentiellement pour but de mieux contrôler les propriétés optiques et thermomécaniques de ces composants optiques par rapport à un matériau monolithique dont le dopage et la composition sont homogènes. Par ailleurs, les milieux amplificateurs composites peuvent constituer des sources lasers accordables dont il est possible de modifier la longueur d'onde d'émission.

Cette étude montre l'intérêt d'un procédé de mise en forme par co-coulage de suspensions céramiques pour la fabrication de céramiques transparentes composites bicouches de type grenat (YAG, YAG:Nd, YSAG:Nd et LuAG:Nd). Grâce à ce procédé de mise en forme et aux conditions de frittage mises en oeuvre, la distribution spatiale de l'ion luminescent au sein du composite peut être contrôlée. Le gradient de composition à l'interface des deux couches du composite peut ainsi s'étendre sur des distances de quelques dizaines à plusieurs centaines de micromètres. Pour finir, les propriétés optiques (spectroscopiques et lasers) de ces matériaux à architecture contrôlée ont été caractérisées et démontrent l'intérêt de ces nouveaux matériaux pour la réalisation de composants optiques accordables en longueur d'onde.



Figure 1 : Céramique transparente de YAG sous forme de bicouche élaborée par co-coulage de suspensions avec une zone dopée au néodyme (à gauche) et une seconde non dopée (à droite).

Références

- [1] J. Carreaud, R. Boulesteix, A. Maître, Y. Rabinovitch, A. Brenier, A. Labruyère, V. Couderc, From elaboration to laser properties of transparent polycrystalline Nd-doped $Y_3Al_5O_{12}$ and $Y_3ScAl_4O_{12}$: a comparative study, *Optical Materials* 35, 2013 (704-711).
- [2] Y. Sato, A. Ikesue, T. Taira, Tailored spectral designing of layer-by-layer type composite Nd: $Y_3ScAl_4O_{12}$ /Nd: $Y_3Al_5O_{12}$ ceramics, *IEEE*, vol.13, n°3, 2007 (838-843).

VARIATION DE LA FORCE D'OSCILLATEUR DE LA TRANSITION ${}^7F_0 \rightarrow {}^5D_0$ DANS LES MONOCRISTAUX $\text{Eu}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$

Biagio Tumino¹, Simon Ilas¹, Alban Ferrier^{1,2}, Philippe Goldner¹

¹ PSL Research University, Chimie Paristech – CNRS, Institut de Recherche de Chimie Paris, 75005 Paris, France

² Sorbonne Universités, Univ Paris 06, Paris 75005, France

alban.ferrier@chimie-paristech.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons les propriétés aux températures cryogéniques de la transition ${}^7F_0 \rightarrow {}^5D_0$ dans des cristaux $\text{Eu}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ synthétisés sous différentes conditions. Les largeurs homogènes et inhomogènes ainsi que les coefficients d'absorption ont été déterminés pour les deux sites de l'euporium. D'importantes variations du coefficient d'absorption sont observées pour le site 1 alors que cela reste constant pour le site 2. Cela provient de variations de l'élargissement inhomogène et de la force d'oscillateur en fonction des conditions de croissance.

MOTS-CLEFS : *Cristaux dopés terres rares, largeur inhomogène, échos de photons*

Les cristaux dopés terres rares sont apparus récemment comme prometteurs en tant qu'interface lumière-matière au sein de dispositifs optiques pour le traitement quantique de l'information (TQI). Cela est dû aux long temps de cohérence des transitions hyperfines et optiques à la température de l'hélium liquide, ce qui permet de stocker et de manipuler des états de superposition. Des mémoires quantiques ont été démontrées dans plusieurs matériaux [1,2]. L'utilisation de cristaux $\text{Eu}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ a été envisagée pour des applications en traitement quantique de l'information en raison du long temps de cohérence ($T_2 = 2.6$ ms). De plus, le long temps de cohérence de la transition hyperfine de l'état fondamental (jusqu'à 6 heures) [3,4] ainsi que la levée de dégénérescence importante entre les niveaux hyperfins fondamentaux et excités permettent d'envisager des temps de stockage multimode importants. Le principal défaut de cette transition interdite est sa faible force d'oscillateur ($1.3 \cdot 10^{-8}$) qui est d'un ordre de grandeur moins importante que pour d'autres transitions utilisées en TQI. L'efficacité d'une mémoire quantique est très dépendante du coefficient d'absorption α_0 de la transition considérée. Il est donc crucial d'utiliser des matrices où α_0 va être le plus important possible.

Plusieurs cristaux 0,1 % $\text{Eu}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ ont été élaborés par la méthode Czochralski. Les croissances se sont effectuées sous azote dans des creusets en iridium selon la direction $\langle 010 \rangle$. Les échantillons ont été orientés par la méthode de Laue, coupés perpendiculairement à b et polis. Les largeurs inhomogènes ainsi que les coefficients d'absorption ont été mesurés à basse température pour tous les échantillons. L'aire des pics d'absorption a également été déterminée. Comme on peut le voir sur la Figure 1, suivant les croissances, le coefficient d'absorption varie énormément pour le site 1 alors qu'il est beaucoup plus constant pour le site 2.

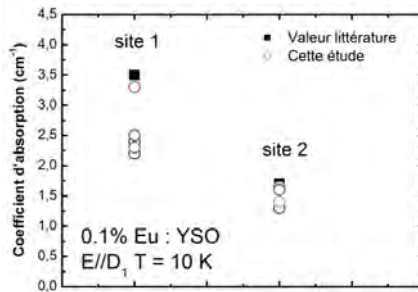


Fig. 1 : a) coefficients d'absorption de la transition ${}^7F_0 \rightarrow {}^3D_0$ pour les sites 1 et 2 à $T = 10\text{ K}$ dans différents cristaux 0,1 % $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$.

Différentes hypothèses peuvent être proposées pour expliquer les variations observées pour le site 1 :

- La lumière n'est pas polarisée selon la direction où l'absorption est maximale
- L'élargissement inhomogène de la transition varie
- La concentration en europium diffère suivant les cristaux
- La force d'oscillateur varie suivant les cristaux

Nous montrons que la variation de l'intensité du pic d'absorption ainsi que son aire provient d'une modification de la largeur inhomogène ainsi que de la force d'oscillateur du site 1 suivant les conditions de croissance.

RÉFÉRENCES

- [1] E. Saglamyurek, N. Sinclair, J. Jin, J. A. Slater, D. Oblak, F. Bussi eres, M. George, R. Ricken, W. Sohler, and W. Tittel, "Broadband waveguide quantum memory for entangled photons," *Nature*, vol. 469, pp. 512–515, 2011.
- [2] C. Clausen, I. Usmani, F. Bussi eres, N. Sangouard, M. Afzelius, H. de Riedmatten, and N. Gisin, "Quantum storage of photonic entanglement in a crystal," *Nature*, vol. 469, pp. 508–511, 2011.
- [3] A. Arcangeli, M. Lovric, B. Tumino, A. Ferrier, and P. Goldner, "Spectroscopy and coherence lifetime extension of hyperfine transitions in ${}^{151}\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$," *Phys. Rev. B*, vol. 89, 184305, 2014.
- [4] M. Zhong, M. P. Hedges, R. L. Ahlefeldt, J. G. Bartholomew, S. E. Beavan, S. M. Wittig, J. J. Longdell, and M. J. Sellars, "Optically addressable nuclear spins in a solid with a six-hour coherence time," *Nature*, vol. 517, pp. 177–180, 2015.

COUCHES MINCES DE LiNbO_3 : EPITAXIE, REPORT ET AUTRES METHODES DE PREPARATION

Ausrine Bartasyte¹

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

ausrine.bartasyte@femto-st.fr

RÉSUMÉ

Les films minces de LiNbO_3 sont d'un grand intérêt en raison de leurs applications pour les guides d'ondes optiques, les dispositifs électro-optiques ou les filtres radiofréquences. Malgré leur grand intérêt industriel, la synthèse de films reste loin d'être simple. De nombreuses difficultés liées à l'optimisation des dépôts des couches minces de LiNbO_3 de très bonnes qualités ont été identifiées. En parallèle, les méthodes de fabrication des couches minces monocristallines à partir des wafers de LiNbO_3 ont été développées.

MOTS-CLEFS : LiNbO_3 ; couches minces ; épitaxie ; monocristaux

1. INTRODUCTION

LiNbO_3 (LN) est l'un des matériaux les plus importants en optique, en optoélectronique et en acoustique. LN est obtenu sous forme de monocristaux de manière assez aisée. Les films minces épitaxiaux ferroélectriques de LN présentent cependant aussi un très grand intérêt pour les guides d'ondes optiques, les dispositifs électro-optiques et pour les dispositifs à ondes élastiques (OES) radiofréquences. En particulier, les films minces permettent d'améliorer les dispositifs par rapport aux monocristaux à travers l'économie d'énergie de fabrication et de fonctionnement, la miniaturisation et l'intégration.

Les objectifs sont de fabriquer des films orientés selon les axes Z ou X en optique non linéaire en raison de leur propriétés électro-optiques, ou bien, avec une orientation oblique de l'axe Z (orientés à 40° Y ou 163° Y) pour les applications acoustiques en raison du fort couplage électromécanique dans ces directions. Toutefois la synthèse de ces films reste encore loin d'être simple. Les films déposés sont difficilement reproductibles, contiennent des phases indésirables (LiNb_3O_8 ou Li_3NbO_4), ont une surface rugueuse ou sont inhomogènes.

Plusieurs techniques de dépôt ont été testées pour la croissance de LN : PLD (pulsed laser deposition), sol-gel, pulvérisation cathodique. Bien que les films de LN ont été fabriqués par différentes techniques, plusieurs études montrent que les propriétés électriques et électro-optiques ne sont pas comparables aux cristaux de LiNbO_3 . Nous avons cependant choisi la synthèse par MOCVD à injection pulsée (PI MOCVD). Cette méthode permet de modifier/contrôler la concentration de Li dans les couches en modifiant la composition de la solution des précurseurs metallo-organiques ou bien en changeant les conditions de dépôt (pression, vitesse, etc.).

2. PROBLEMATIQUES ET APPROCHES

Ainsi, la dégradation des propriétés physiques dans les films peut être expliquée par :

- La difficulté d'identifier les phases parasites [1]. Il a été trouvé que l'analyse de la composition des phases de films texturés de LN par diffraction rayons-X n'est pas évidente et la phase LiNbO_3 peut être facilement confondue avec la phase de LiNb_3O_8 . Les réflexions de la phase LiNb_3O_8 résultent en une asymétrie des réflexions de LiNbO_3 . La spectroscopie Raman a été utilisée pour l'étude et la cartographie de la composition des phases (voir Fig. 1).
- La difficulté de contrôler et de mesurer la concentration en Li dans les films. Li_2O est volatile à haute température et le lithium est un élément difficile à mesurer avec précision. La

nonstoichiométrie est ainsi typique pour les films de LiNbO_3 . De même que dans les monocristaux de LN sont attendus des effets sur les propriétés physiques (optiques, électriques, piézoélectriques, etc.) en fonction de la stoechiométrie. Par ailleurs, des contraintes (en tension généralement due l'expansion thermique importante de LN) sont observées et peuvent aussi modifier les propriétés. Les contraintes et la stoechiométrie en lithium sont toutes deux estimées par l'analyse Raman et de diffraction des rayons X. Le couplage de ces deux méthodes indirectes a été mis au point pour mesurer quantitativement ces deux contributions [2].

- Les joints de grains dans les films polycristallins et les structures de domaines/mâcles dans les couches épitaxiales [3] peuvent mener à de la diffusion optique et de grande pertes dans les guides d'onde et dispositifs acoustiques. Finalement, des fissures peuvent se développer dans les films épais dues aux contraintes résiduelles.

Pour éviter ces nombreuses difficultés reliées à l'optimisation des dépôts de couches minces de LiNbO_3 de très bonne qualité et avec des propriétés physiques acceptables pour les applications réelles, les méthodes de fabrication des couches minces à partir des wafers de LiNbO_3 monocristallins ont aussi été développés par report/amincissement et smart-cut [4,5]. Ces méthodes permettent de choisir librement l'orientation cristalline de LiNbO_3 et la nature du substrat afin d'obtenir des films minces de qualité monocristalline. Par contre, ces techniques présentent de grandes difficultés techniques notamment dans le contrôle de leur épaisseur.

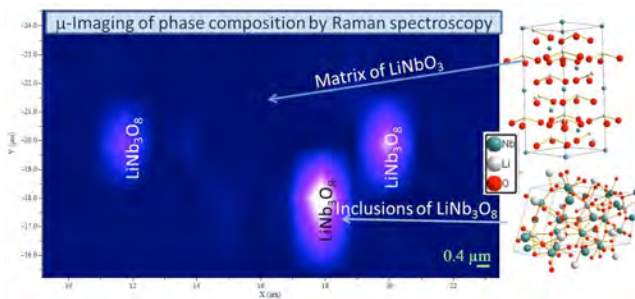


Fig. 1 : Imagerie de la composition de phases des couches minces LiNbO_3 par spectroscopie Raman [1].

REFERENCES

- [1] A. Bartaszyte, V. Plausinaitiene, A. Abrutis, S. Stanionyte, S. H. Margueron, P. Boulet, T. Kobata, Y. Uesu, et J. Gleize, "Identification of LiNbO_3 , LiNb_3O_8 and Li_3NbO_4 phases in thin films synthesized with different deposition techniques by means of XRD and Raman spectroscopy" *J. Phys. Condens. Matter* vol. 25, p. 205901, 2013.
- [2] A. Bartaszyte, V. Plausinaitiene, A. Abrutis, T. Murauskas, P. Boulet, S. Margueron, J. Gleize, S. Robert, V. Kubilius, et Z. Saltyte "Residual stress and clamped thermal expansion in LiNbO_3 and LiTaO_3 thin films" *Appl. Phys. Lett.* vol. 101, p. 122902, 2012.
- [3] A. Bartaszyte, V. Plausinaitiene, A. Abrutis, S. Stanionyte, S. Margueron, V. Kubilius, P. Boulet, S. Huband, et P.A. Thomas, "Thickness dependent stresses and thermal expansion of epitaxial LiNbO_3 thin films on C-sapphire" *Mat. Chem. Phys.* vol. 149-150, pp. 622-631, 2015.
- [4] A. Reinhardt, L. Benaissa, J.-B. David, N. Lamard, V. Kovacova, N. Boudou, E. Defay, "Acoustic filters based on thin single crystal LiNbO_3 : status and prospects" *IEEE IUS proceedings*, pp. 773-781, 2014.
- [5] T. Baron, E. Lebrasseur, F. Bassignot, H. Wang, S. Ballandras, J. Fan, L. Catherinot, M. Chatras, P. Monfraix, L. Estagerie, "Wideband Lithium Niobate FBAR Filters" *Int. J. Microwave Sci. Technol.* vol. 2013, ID 459767, 2013.

APPORT DE LA STRUCTURATION DES MATERIAUX A LA DETECTION ET A L'EMISSION DES RAYONNEMENTS

Anne-Laure Joudrier¹, Florian Proise¹, Christian Andriamiadamanana¹, Laurent Lombez¹, Jean-François Guillemoles¹

¹ Institut de Recherche et Développement sur l'Energie Photovoltaïque, UMR 7174 EDF R&D-CNRS-ENSCP ChimieParistech, 6 Quai Watier, 78401 Chatou cedex, France

anne-laure.joudrier@chimie-paristech.fr

RÉSUMÉ

Afin d'améliorer l'émission ou la détection de rayonnements, la structuration de matériaux à l'échelle nanométrique est une voie prometteuse permettant de développer des dispositifs optiques nouveaux ou du moins « originaux ». Ce tutorial présentera plusieurs approches de nanostructuration, bottom-up ou top-down, mises en œuvre dans des applications optiques, telles que fibres optiques, guides d'onde ou encore cellules photovoltaïques.

MOTS-CLEFS : *nanostructuration ; cristal photonique ; plasmonique*

1. INTRODUCTION

La structuration des matériaux pour la détection ou l'émission de rayonnements a pour but de contrôler ou exalter la propagation de la lumière. Des structures telles que les cristaux photoniques ou encore l'étude des plasmons suscitent un très grand intérêt pour leur large potentiel d'applications. Nous nous intéresserons donc plus particulièrement à ces deux types d'« objets » et nous présenterons les méthodes de nanostructuration mises en œuvre pour réaliser différents dispositifs optiques.

2. CRISTAUX PHOTONIQUES

Depuis 1987, lorsque Yablonovitch *et al.* [1] ont expérimentalement prouvé que la théorie sur les gaps électroniques de cristaux semi-conducteurs était transposable à des gaps d'ondes électromagnétiques pour des objets présentant une variation périodique tridimensionnelle de constante diélectrique, de nombreuses études visant à la réalisation de ce type de cristaux à deux ou trois dimensions, agissant dans des domaines de longueurs d'ondes de plus en plus courtes, ont été développées. Ces matériaux transparents, appelés cristaux photoniques, permettent une parfaite maîtrise de la propagation de la lumière et ont ouvert la voie à de nouvelles recherches et applications. En particulier, ces cristaux permettent d'améliorer les performances des lasers et des fibres optiques [2], de créer de nouveaux guides d'ondes ou encore d'améliorer le rendement des cellules solaires [3].

3. PLASMONIQUE

Les résonances plasmoniques peuvent se révéler intéressantes pour exalter davantage l'interaction lumière/matière par l'obtention d'exaltations locales de champs. Lorsqu'une particule métallique est soumise à un champ électromagnétique dont la longueur d'onde est très supérieure à la taille de la particule, tous les électrons libres de la bande de conduction soumis au même champ oscillent collectivement et en phase. Lorsque cette fréquence d'oscillation correspond à celle de l'onde incidente, il se produit alors un phénomène de résonance, appelé aussi résonance de plasmon de surface (RPS). Il semble alors intéressant de réaliser le couplage entre le matériau optique et des nanoparticules métalliques dont la résonance plasmonique correspond à la longueur d'onde des

photons utilisés. Par exemple, ces architectures peuvent s'avérer intéressantes dans le domaine photovoltaïque [4], mais également pour la réalisation de guides d'ondes, de résonateurs ou d'antennes optiques.

CONCLUSION

La structuration des matériaux à l'échelle de la longueur d'onde permet de modifier, améliorer, ou encore orienter la propagation de la lumière. Les cristaux photoniques sont les éléments de base de la photonique et ont conduit à différentes applications. La plasmonique permet aussi d'exalter localement les rayonnements et a donné lieu à la réalisation d'architectures innovantes.

Cependant, leur réalisation, à grande échelle et à bas coût, reste difficile et de nombreuses méthodes de synthèse et d'assemblage sont mises en œuvre pour développer ces nouveaux dispositifs.

RÉFÉRENCES

- [1] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics", *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2059, (1987)
- [2] P. S. J. Russell, "Photonic-Crystal Fibers", *J. Lightwave Technology*, **24**(12), 4729, (2006)
- [3] G. Gomard *et al.*, "Two-dimensional photonic crystal for absorption enhancement in hydrogenated amorphous silicon thin film solar cells", *J. Appl. Phys.*, **108**, 123102, (2010)
- [4] H. A. Atwater, A. Polman, "Plasmonics for improved photovoltaic devices", *Nature Materials*, **9**, 205, (2010)

AUX ELECTRO-OPTIQUES LiNbO_3 SUSPENDUS

Alexis Caspar, Fabien Henrot, Gwenn Ulliac, Venancio Calero, Abdoulaye Ndao, Wentao Qiu, Fabrice Devaux, Maria-Pilar Bernal, Nadège Courjal¹

¹ Institut FEMTO-ST UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon, France
nadege.courjal@femto-st.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la structuration en membrane fines ($\sim 1 \mu\text{m}$ d'épaisseur) de guides LiNbO_3 électro-optiques à faibles pertes d'insertion ($< 3 \text{ dB}$) par découpe-polissage à la scie circulaire de précision. Nous montrons également comment de telles structures permettent la structuration de réseaux verticaux, présentant une rugosité inférieure au nm. Ces développements ouvrent la voie à des composants électro-optiques de longueur micrométrique à faibles pertes d'insertion et faible tension de commande. La caractérisation électro-optique des premiers dispositifs est effectuée par Tomographie Optique de Cohérence, montrant l'évolution de la vitesse de groupe avec les tensions appliquées.

MOTS-CLEFS : *Découpe-polissage, LiNbO_3 , cristaux photoniques*

1. INTRODUCTION

La réalisation de membranes fines structurées en niobate de lithium représente un enjeu d'importance en optique intégrée. En effet, un guide optique intégré dans de telles membranes présente un confinement beaucoup plus important que dans des guides classiques. Pour un matériau électro-optique, acousto-optique et non linéaire tel que le niobate de lithium, ce fort confinement vertical offre des perspectives très attractives de réduction des puissances de commande. Ces enjeux ont motivé de nombreux travaux [1-2], et il est à noter que désormais la structuration de couches fines de niobate de lithium est suffisamment mature pour être commercialisée. Néanmoins, les guides optiques intégrés dans des membranes fines de niobate de lithium présentent des inconvénients inhérents à leurs propriétés : du fort confinement vertical résulte un faible recouvrement avec le mode optique d'une fibre SMF28 standard, et donc de fortes pertes d'insertions (typiquement 10 dB pour une couche de 1 μm). Nous proposons ici des techniques simples à mettre en œuvre (exploitant une scie circulaire de précision [3]) pour réaliser des couches fines de niobate de lithium ($\sim 300 \text{ nm}$ à 10 μm) avec des pertes d'insertions inférieures à 3 dB. Nous montrons également comment ces couches peuvent être nanostructurées par faisceau ionique focalisé (FIB en anglais : Focused Ion Beam), pour produire des réseaux courts avec une verticalité de 90° et une rugosité inférieure à 4 nm. Les caractérisations préliminaires sont montrées et se révèlent d'ors et déjà encourageantes.

2. MICRO ET NANO STRUCTURATION DE MEMBRANES LiNbO_3

Le procédé consiste tout d'abord à réaliser un guide électro-optique suivant les procédés de fabrication classiques et bien connus (diffusion titane puis dépôt d'électrodes). Ainsi, les motifs peuvent avoir n'importe quelle forme (Y, coupleur) faisable par les techniques de lithographies. Ensuite, le substrat est aminci précisément à l'aide d'une scie circulaire de précision. La lame de scie est remontée avant la fin du guide, laissant une empreinte circulaire en profondeur. En d'autres termes, le substrat est aminci, mais une transition verticale circulaire (taper) est effectuée en fin de guide simultanément avec le procédé d'amincissement, afin d'obtenir en extrémité de guide un mode optique faiblement confiné qui se recouvre bien avec la fibre optique. Les calculs et mesures préliminaires montrent qu'on obtient ainsi des guides optiques amincis à 3 μm avec des pertes



un guide intégré sur une couche mince de $3\ \mu\text{m}$ présente des pertes d'insertions supérieures à 9 dB.

Nous avons optimisé la nanostructuration des membranes par faisceau ionique focalisé (FIB), de façon à obtenir des cristaux photoniques verticaux ($89.5^\circ \pm 0.5^\circ$) suspendus sur la membrane, et de rugosité inférieure à 4 nm. Les images en figure 1 illustrent ces résultats qui représentent un record sur niobate de lithium.

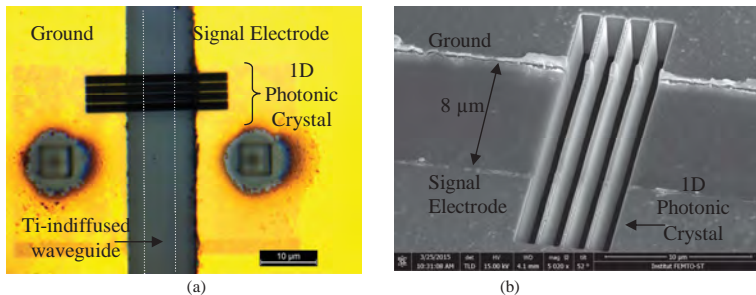


Fig. 1 : Images d'un cristal photonique 1D suspendu sur membrane de $3\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. (a) Image au microscope x 100. (b) Image au Microscope à Balayage Electronique

Les tests préliminaires OCT effectués sur les guides montrent que les membranes amincies présentent une augmentation très significative de l'efficacité électro-optique (un facteur 7 est mesuré pour des membranes amincies à $4\ \mu\text{m}$)

CONCLUSION

Des membranes fines avec transitions adiabatiques ont été réalisées sur niobate de lithium, par le biais d'une scie circulaire de précision. Par ailleurs des réseaux faits de lames de $500\ \text{nm}$ d'épaisseurs ont été inscrits par faisceaux ionique focalisés, montrant une verticalité record sur le niobate de lithium. Les caractérisations OCT seront également détaillées en présentation : elles confirment l'augmentation significative de l'interaction électro-optique dans les membranes.

REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient Jean-Charles Beugnot et Thibaut Sylvestre pour leur aide précieuse en caractérisation. Les financements sont assurés par ANR Matériaux et Procédés pour les Produits Innovants 2012 under project CHARADES, by the FRI project MEP contract A1401001, by the Labex ACTION program (contract ANR-11-LABX-01-01) and by the Conseil Regional de Franche-Comte, France. The work was partly supported by the French RENATECH network and its FEMTO-ST technological facility

REFERENCES

- [1] H. Lu, I.F. Baida, G. Ulliac, N. Courjal, M. Collet, M.-P. Bernal, "Lithium niobate photonic crystal wire cavity: Realization of a compact electro-optically tunable filter", Applied Physics Letters, vol. 101, pp 151117, 2012
- [2] A. Guarino, G. Poberaj, D. Rezzonico, R. Deg'Innocenti, and P. Günter, "Electro-optically tunable microring resonators in lithium niobate", Nature Photonics, vol. 1, pp 407-410, 2007
- [3] A. Gerthoffer, C. Guyot, W. Qiu, A. Ndao, M.-P. Bernal, N. Courjal, "Strong reduction of propagation losses in LiNbO_3 ridge waveguides », Optical Materials, vol. 38, pp 37-41, 2014

QUASI-ACCORD DE PHASE PAR COUPLAGE ENTRE GUIDES D'ONDE PARALLÈLES

Ivan Biaggio¹, Virginie Coda^{2,3} et Germano Montemezzani^{2,3}

¹ Department of Physics, Lehigh University, Bethlehem, PA 18015, USA

² LMOPS, Université de Lorraine, EA n°4423, 2 rue E. Belin, Metz, 57070, France

³ LMOPS, CentraleSupélec, EA n°4423, 2 rue E. Belin, Metz, 57070, France

coda5@univ-lorraine.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions un système permettant la conversion de fréquences par quasi-accord de phase sans structuration du matériau autre que la réalisation d'un coupleur directionnel. L'accord de phase est obtenu en ajustant les longueurs de couplage pour une génération non linéaire d'ordre 2 ou 3 avec une efficacité pouvant atteindre 100% de conversion des photons.

MOTS-CLEFS : conversion de fréquences ; quasi-accord de phase ; guide d'onde

Pour bien des matériaux, l'accord de phase nécessaire à une conversion de fréquences non linéaire efficace est difficile à obtenir, voire impossible. Pour palier à ce problème, une technique courante consiste à structurer périodiquement un matériau non linéaire pour réaliser un *quasi-accord de phase* (QPM), comme avec le niobate de lithium. Pour d'autres matériaux, fortement non linéaires, tels que le GaAs, les méthodes pour obtenir un QPM sont beaucoup plus difficile à mettre en œuvre. Une approche alternative de QPM consiste à moduler la géométrie d'un guide d'onde pour moduler l'indice effectif du guide, ce qui nécessite encore une fois un processus technologique assez contraignant.

Nous proposons dans ce travail une autre alternative de QPM encore peu étudiée [1, 2] ne nécessitant aucune structuration périodique, mais seulement de réaliser deux guides d'onde parallèles suffisamment proches pour permettre un couplage évanescents. La modulation spatiale de l'intensité du (des) faisceaux pompe(s) s'obtient grâce aux aller-retours entre les deux guides. Les longueurs de couplage peuvent être choisies avantageusement pour réaliser un *accord de phase par longueur de couplage* (*Coupling-Length-Phase-Matching* ou CLPM). Ainsi l'amplitude faisceau signal augmente de façon constructive au cours de la propagation dans les deux guides, choisis ici identiques (voir Fig. 1.I). Les conditions de CLPM s'obtiennent à partir des équations décrivant l'évolution de la propagation en z des amplitudes des modes $A_j^{(a)}$ et $A_j^{(b)}$, de chaque onde j , dans chacun des deux guides a et b couplés par la constante de couplage κ_j propre à chaque fréquence ω_j . Les ondes de fréquences différentes sont également couplées par l'effet non linéaire. Dans le cas où l'on considère trois ondes de fréquences ω_1 , ω_2 , et $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, interagissant les unes avec les autres à travers le coefficient non linéaire d'ordre 2, les équations couplées des amplitudes des modes dans le guide a s'écrivent (avec des équations équivalentes pour le guide b) :

$$\frac{\partial}{\partial z} A_3^{(a)} = idA_1^{(a)} A_2^{(a)} e^{-i\Delta k z} + i\kappa_3 A_3^{(b)}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} A_2^{(a)} = idA_3^{(a)} A_1^{(a)*} e^{i\Delta k z} + i\kappa_2 A_2^{(b)}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} A_1^{(a)} = idA_3^{(a)} A_2^{(a)*} e^{i\Delta k z} + i\kappa_1 A_1^{(b)}. \quad (3)$$

$\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$ est le désaccord de phase entre les constantes de propagation longitudinales k_j des modes aux trois longueurs d'onde. d est le coefficient non linéaire effectif de second ordre prenant en compte le recouvrement des modes aux différentes fréquences. Ces équations peuvent être résolues analytiquement dans le cas de la non déplétion des pompes. La solution donnant l'amplitude de l'onde de

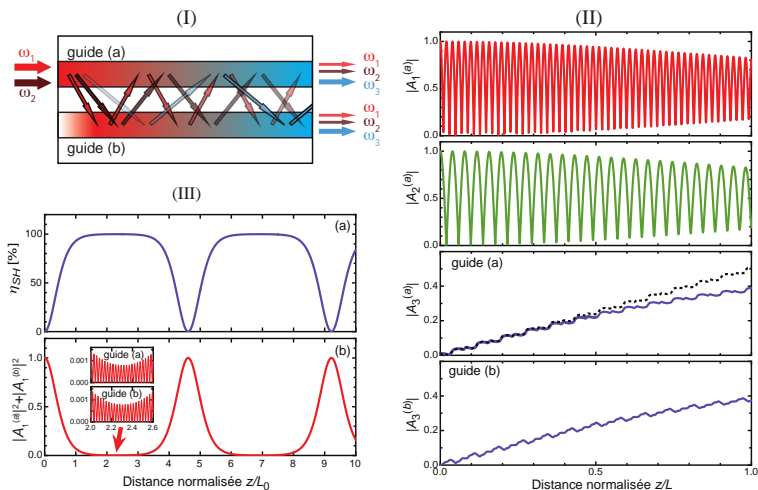


FIGURE 1 : (I) Diagramme schématique du principe de CLPM. Le couplage évanescent entre les guides entraîne l'oscillation des intensités pompes à ω_1 et ω_2 entre les 2 guides de longueur L . L'intensité du signal non linéaire généré à ω_3 augmente de façon constructive au cours de la propagation si l'une des conditions de CLPM est vérifiée. (II) Evolution des amplitudes des 3 faisceaux dans le cas d'une somme de fréquences vérifiant $\Delta k = \kappa_1 + \kappa_2 - \kappa_3$. Résolution numériques des eq. (1) à (3) en traits pleins et solution analytique non dépliées en pointillé (pour l'onde ω_3 dans le guide a). Les amplitudes A_j sont proportionnelles à la racine carré du nombre de photons. (III) Cas de la génération de second harmonique pour $\Delta k = \kappa_3$. (a) Evolution de l'efficacité de conversion des photons disponibles, (b) évolution de l'intensité de l'onde pompe.

fréquence somme $A_3^{(a)}(z)$ au cours de la propagation dans le guide a peut conduire à une croissance en z (conditions CLPM). Par exemple, la condition CLPM $\Delta k = \kappa_1 + \kappa_2 - \kappa_3$ entraîne $A_3^{(a)}(z) \propto izd \exp(i\kappa_3 z)$ pour de grandes distances z . Cette solution analytique est comparée à la résolution numériques des eq. (1) à (3) sur la Fig. (1.II). Cette figure illustre bien la croissance de l'amplitude de l'onde 3, tandis que les ondes 1 et 2 tendent vers 0,5, soit 50% d'efficacité de conversion des photons disponibles. L'amplitude générée re-tombe périodiquement à 0 comme illustré sur la Fig. (1.III) pour le cas de la génération de second harmonique (où $\omega_1 = \omega_2$) avec $\Delta k = \kappa_3$ comme condition CLPM. Dans ce second exemple l'efficacité de conversion η_{SH} peut atteindre 100%. Ainsi, cette technique de CLPM peut être envisagée, dans divers matériaux, pour réaliser une conversion de fréquences de second ordre, tel que la génération de seconde harmonique, la génération par différence ou somme de fréquences ou bien pour des effets du troisième ordre par mélange à quatre ondes [2]. Dans le domaine de l'infrarouge et avec un coupleur directionnel à base de AlGaAs, une source à $10 \mu\text{m}$ pourrait être réalisée par différence de fréquences entre $2,5 \mu\text{m}$ et $2 \mu\text{m}$, entraînant un $\Delta k \approx 75 \text{ mm}^{-1}$ compensable par CLPM. Les processus d'ordre 3 pourraient être implémentés dans des fibres doubles coeur, en silice ou en verre de chalcogénure, suivant les fréquences visées $\omega_1 = 2\omega_2 - \omega_3$. Par exemple, un laser à 1550 nm et un à 1064 nm pourraient être combinés pour générer une longueur d'onde à $2,85 \mu\text{m}$.

[1] P. Dong, J. Upham, A. Jugessur, and A. G. Kirk, "Observation of continuous-wave second-harmonic generation in semiconductor waveguide directional couplers," *Opt. Express*, vol. 14, pp. 2256–2262, 2006.

[2] I. Biaggio, V. Coda, and G. Montemezzani, "Coupling-length phase matching for nonlinear optical frequency conversion in parallel waveguides," *Phys. Rev. A*, vol. 90, p. 043816, 2014.

Conversion de fréquence dans les microdisques AlGaAs

N. Morais et G. Leo

Laboratoire MPQ, Université Paris Diderot, CNRS-UMR 7162, Case courrier 7021, 75205 Paris Cedex 13, France
natalia.morais@univ-paris-diderot.fr

Nous présentons la réalisation expérimentale de la génération de second harmonique dans une microcavité à modes de galerie en AlGaAs, suspendue sur un piédestal en GaAs, avec le doublage en fréquence d'une pompe à $1.58 \mu\text{m}$ et une efficacité de conversion de $7 \times 10^{-4} \text{ W}^{-1}$. Ce dispositif peut être intégré sur une puce photonique monolithique pour des applications classiques et quantiques dans la bande télécoms.

MICRO-RÉSONATEURS À MODES DE GALERIE POUR L'OPTIQUE NON-LINÉAIRE ET LES APPLICATIONS LASERS

A. Rasoloniaina¹, V. Huet¹, P. Guillemé¹, J.-B. Ceppé¹, Y. Léguillon¹, P. Féron¹, Y. Dumeige¹

¹ FOTON, UMR CNRS 6082, Université de Rennes 1, ENSSAT, Insa de Rennes, 6 rue de Kerampont, 22300 Lannion

yannick.dumeige@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Nous détaillerons quelques configurations de micro-résonateurs à modes de galerie illustrant le fait que leurs propriétés intrinsèques peuvent être exploitées pour la miniaturisation de sources optiques de grande qualité ou de fonctions d'optique non-linéaire.

MOTS-CLEFS : *Micro-cavités ; Modes de galerie ; Lasers solides ; Optique non-linéaire*

INTRODUCTION

Les micro-résonateurs alliant très haut facteur de qualité et faible volume de mode offrent de nombreuses perspectives d'application en intégration de sources Lasers, miniaturisation de dispositifs d'optique non-linéaire, métrologie ou encore physique fondamentale. Parmi les différentes approches possibles, on obtient des micro-résonateurs à modes de galerie (MG) en utilisant la réflexion totale interne dans un milieu diélectrique à symétrie cylindrique ou sphérique [1]. Cette géométrie très simple permet de disposer d'un résonateur miniaturisé monolithique de très grande finesse conduisant à des facteurs de qualité ultra-élevés. En utilisant des cristaux comme le CaF₂ dont l'absorption est très faible dans l'infrarouge, il a été mesuré des facteurs de qualité de 3×10^{11} pour une longueur d'onde autour de 1.55 μm dans des sphéroïdes de taille millimétrique [2]. Même sans atteindre de telles valeurs, l'utilisation de résonateurs sphériques en silice obtenus par fusion ou de micro-disques en semi-conducteurs permettent d'obtenir des facteurs de qualité jusqu'à respectivement 10^9 et 10^6 avec des dimensions micrométriques. Dopés avec des matériaux actifs, ces micro-résonateurs se comportent alors comme des micro-Lasers à faible seuil [3] de très bonnes propriétés spectrales [4]. Par ailleurs, les propriétés de fort confinement et de finesse élevée des résonateurs à MG sont mises à profit pour améliorer l'efficacité des effets non-linéaires. Quelques exemples précis permettent d'appréhender leur potentiel d'application.

1. AMPLIFICATION OPTIQUE ET RÉGIME LASER

Par fusion de poudres de verre ZBLALiP dopé erbium dans une torche plasma micro-onde, on obtient des micro-sphères dont le diamètre varie entre 10 μm et 250 μm . Les modes de galerie sont excités en utilisant le mode fondamental très peu confiné d'une fibre optique dont le diamètre a été réduit à environ 1 μm comme cela est schématisé Fig. 1(a). Le pompage des ions erbium pour de l'émission autour de 1550 nm se fait par l'intermédiaire de modes de galerie autour de 1480 nm. A partir de cette configuration, plusieurs expériences sont possibles. Tout d'abord, le fonctionnement Laser peut être démontré. La figure 1(b) représente le résultat d'une mesure auto-hétérodyne retardée d'un Laser à MG obtenu dans une sphère de diamètre 105 μm dopée à 0.1 mol%. La largeur de la raie Laser est d'environ 40 kHz. La micro-sphère à modes de galerie se comporte ici comme un micro-Laser délivrant un signal très cohérent du fait de son facteur de qualité très élevé. Si maintenant on injecte un signal autour de 1550 nm à l'entrée de la micro-sphère, le système se comporte alors comme un amplificateur résonant. Des gains atteignant 19 dB ont pu être mesurés de cette manière [5].

2. OPTIQUE NON-LINÉAIRE

Les propriétés de résonance et de fort confinement du champ électrique des résonateurs à MG ont été mises à profit pour obtenir des effets non-linéaires d'ordre 2 ou 3 très efficaces. Citons entre autres,

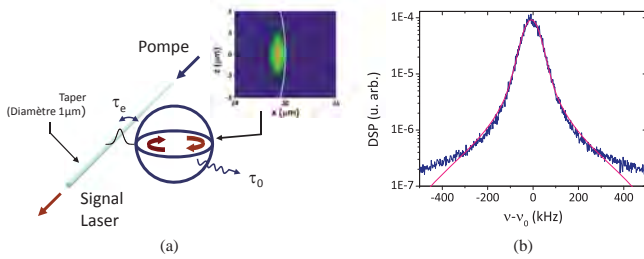


FIGURE 1 : (a) Schéma de principe du couplage de la lumière dans un résonateur à MG sphérique. (b) Signal auto-hétérodyne obtenu dans un Laser à MG en verre ZBLALiP dopé erbium. ν_0 représente la fréquence d'émission du Laser. (DSP : densité spectrale de puissance).

le mélange à 4 ondes [6], la génération de peignes de fréquences [7] ou l'oscillation paramétrique [8]. La structure des MG peut également être utilisée pour exploiter pleinement les matériaux non-linéaires. Par exemple, l'utilisation de micro-disques en semi-conducteur III-V (comme le GaAs) permet d'atteindre une configuration de quasi-accord de phase naturelle sans inversion artificielle de domaine. Ici ce sont la structure cylindrique du mode associée à la symétrie des cristaux de la classe $\bar{4}3m$ qui permettent d'obtenir l'accord de phase dans ces matériaux isotropes [9]. En conjuguant ce phénomène avec le très fort confinement de la lumière dans des micro-disques semi-conducteurs de rayons inférieurs à $2.5 \mu\text{m}$, des convertisseurs de fréquences intégrés ont pu être démontrés dans l'infrarouge [10, 11].

Ce travail a été soutenu par l'ANR à travers les projets ORA et CALIN. Le CNES (action R&T SHYRO), la DGA et l'Institut Universitaire de France sont également remerciés.

RÉFÉRENCES

- [1] V. Ilchenko and A. Matsko, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 12, p. 15, 2006.
- [2] A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, V. S. Ilchenko, and L. Maleki, *Opt. Express*, vol. 15, p. 6768, 2007.
- [3] V. Sandoghdar, F. Treussart, J. Hare, V. Lefèvre-Seguin, J. M. Raimond, and S. Haroche, *Phys. Rev. A*, vol. 54, p. R1777, 1996.
- [4] F. Lissillour, R. Gabet, P. Féron, P. Besnard, and G. Stéphan, *EPL*, vol. 55, p. 499, 2001.
- [5] A. Rasoloniaina, V. Huet, T. K. N. Nguyen, E. Le Cren, M. Mortier, L. Michely, Y. Dumeige, and P. Féron, *Sci. Rep.*, vol. 4, p. 4023, 2014.
- [6] T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, p. 083904, Aug 2004.
- [7] Y. K. Chembo, D. V. Strekalov, and N. Yu, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, p. 103902, 2010.
- [8] J. U. Fürst, D. V. Strekalov, D. Elser, A. Aiello, U. L. Andersen, C. Marquardt, and G. Leuchs, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, p. 263904, 2010.
- [9] Y. Dumeige and P. Féron, *Phys. Rev. A*, vol. 74, p. 063804, 2006.
- [10] P. S. Kuo, J. Bravo-Abad, and G. S. Solomon, *Nat. Commun.*, vol. 5, p. 3109, 2014.
- [11] S. Mariani, A. Andronico, A. Lemaître, I. Favero, S. Ducci, and G. Leo, *Opt. Lett.*, vol. 39, p. 3062, 2014.

OSCILLATEUR Yb:CALGO SUB 100 FS EN REGIME DE DISPERSION NORMALE ET ANORMALE

P. Sévillano¹, J.C. Delagnes¹, F. Druon², D. Descamps¹ and E. Cormier¹

¹ Centre Lasers Intenses et Applications, Université de Bordeaux-CNRS-CEA-UMR 5107, 33405 Talence Cedex, France

² Laboratoire Charles Fabry, UMR 8501, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris Sud 11, 2 Av. A. Fresnel, 91127 Palaiseau, France

sevillano@celia.u-bordeaux1.fr

RÉSUMÉ

Dans une architecture d'oscillateur utilisant une source de pompage de forte brillance à 979 nm, nous nous sommes intéressés au blocage de mode par effet Kerr dans le cristal Yb:CALGO dans deux régimes de dispersion. Dans un premier temps, des impulsions aussi courtes que 32 fs ont été générées dans le régime solitonique. Un travail d'optimisation sur la puissance moyenne nous a permis d'obtenir des impulsions sub 40 fs avec 1.1 W de puissance moyenne en sortie. Dans un second temps, nous nous sommes intéressés à la production d'impulsions femtosecondes en régime de dispersion faiblement positive. Des impulsions étirées à quelques ps ont été générées pour une puissance moyenne en sortie de l'oscillateur de 4 W. Ces impulsions sont caractérisées par un spectre très large de 41.6 nm de forme carrée et sont recompressible en sortie de l'oscillateur à une durée de moins de 100 fs.

MOTS-CLEFS : *Blocage de mode; laser solide; Ytterbium; femtoseconde;*

1. INTRODUCTION

L'Yb:CALGO, par ses propriétés spectroscopiques et thermiques, s'est rapidement imposé comme l'un des matériaux les plus propices pour la réalisation de sources sub 100 fs de forte puissance moyenne. En pompage longitudinal, l'absence de sources suffisamment brillantes limite la puissance moyenne accessible [1] et rend difficile le blocage de mode par effet Kerr. D'un autre côté, la technologie à disque aminci permet de s'affranchir de la limitation en puissance mais limite la brièveté des impulsions générées [2]. Nous proposons dans cette étude, de présenter l'intérêt du pompage forte brillance pour la réalisation d'oscillateurs sub 100 fs de forte puissance moyenne dans deux régimes de dispersion grâce à l'utilisation d'une source spatialement monomode émettant 10 W à 979 nm.

2. MONTAGE EXPERIMENTAL

Notre architecture laser est basée sur une configuration de cavité en gamma. Un cristal d'Yb:CALGO de 5 mm coupé à angle de Brewster, orienté suivant l'axe c, est monté dans une monture en cuivre refroidie par eau. Le cristal est pompé par un laser à fibre monomode émettant 10 W à 979 nm polarisé et focalisé dans le cristal à 25 μm ($1/e^2$). La sous-cavité est constituée d'un miroir dichroïque et d'un miroir Rmax de rayon de courbure de 100 mm. Des prismes en SF10 et en silice sont utilisés, respectivement dans la configuration de dispersion (GDD) négative et positive, pour ajuster finement la GDD intra-cavité. Enfin, tous les miroirs utilisés sont à GDD contrôlée.

3. RESULTATS

En utilisant un coupleur de sortie de 35 %, la cavité délivre en régime continu une puissance de 4.5 W. Pour favoriser l'établissement du régime impulsif, la cavité est placée en limite de stabilité en modifiant légèrement un des miroirs de la sous cavité par rapport à la configuration optimale. Dans ces conditions, la puissance de sortie chute à 1 Watt et le régime impulsif peut

être déclenché par l'utilisation d'une monture vibrante. Pour une configuration en régime de dispersion négative, la GDD nette par aller-retour est proche de -2200 fs^2 sur la bande 1010-1100 nm. Dans ces conditions, la largeur spectrale des impulsions atteint 34 nm (FWHM) à la longueur centrale de 1045 nm et délivre 1.15 W de puissance moyenne. A la sortie de l'oscillateur, la caractérisation temporelle des impulsions (FROG-SHG) révèle une légère phase d'ordre deux ($+1000 \text{ fs}^2$) relativement commune à ce type d'oscillateur. L'ajout de miroirs chirpés (-1000 fs^2) en sortie de l'oscillateur nous a permis d'obtenir des impulsions de 40 fs (FWHM) très proche de la limite de Fourier estimée à 39 fs (cf figure a). En réduisant le coupleur de sortie à 3%, nous avons favorisé des impulsions à spectres plus larges. Dans ces conditions, des impulsions de 32 fs (largeur spectrale de 51 nm) ont été obtenues pour une puissance moyenne de 90 mW [3]. Ce résultat correspond aux impulsions les plus courtes jamais générées sur cristaux massifs Ytterbium

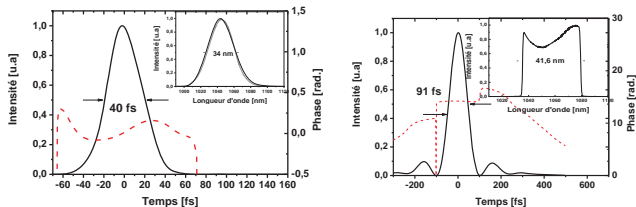


Fig 1 a) Profil temporel reconstruit en régime de dispersion négative, insert : spectre expérimental ; b) Profil temporel reconstruit en régime de dispersion positive, insert : spectre expérimental

Cependant, la principale limitation à l'augmentation de la puissance des oscillateurs sub-100 fs réside dans la puissance crête intracavité qui, lorsqu'elle dépasse la puissance critique d'autofocalisation, est source d'instabilités et de régime multi-impulsionnels. Un régime de fonctionnement basé sur la génération d'impulsions fortement chirpées permet de passer outre cette limitation et d'augmenter sensiblement la puissance de sortie. En changeant les prismes de notre cavité pour nous ramener à une GDD nette positive proche de zéro ($+100 \text{ fs}^2$), nous avons été en mesure de générer des impulsions à dérive de fréquence de 1.4 ps (2.4 ps autocorrélateur) à la puissance moyenne de 4.5 W. Le spectre des impulsions produites en sortie de l'oscillateur est de forme carré (cf Fig. 1.b) et atteint la largeur de 41.6 nm. Les impulsions délivrées sont caractérisées par une dérive de fréquence quadratique ($+40000 \text{ fs}^2$). Moyennant l'utilisation d'un compresseur à réseau (600 tr/mm, 87% de transmission), la durée des impulsions est raccourcie à 91 fs ; valeur proche de la limite de la transformée de Fourier du spectre (82 fs) (cf figure b), pour une puissance de 3.9 W.

4. CONCLUSION

Plusieurs régimes de fonctionnement ont été étudiés. Tout d'abord en régime de dispersion négative, nous avons réalisé un oscillateur capable de délivrer des impulsions sub 40 fs avec une puissance moyenne de 1.1 W. Dans un second temps, le régime à dispersion positive nous a permis d'ouvrir la voie à la réalisation d'oscillateurs sub 100 fs multi-Watt dans les matériaux dopés ytterbium.

RÉFÉRENCES

- [1] A. Agnesi et al., "40-fs Yb³⁺:CaGdAlO₄ laser pumped by a single-mode 350-mW laser diode" *Opt. Express* 20, 10077-10082 (2012).
- [2] A. Diebold et al., "SESAM mode-locked Yb:CaGdAlO₄ thin disk laser with 62 fs pulse generation" *Opt. Lett.* 38, 3842-3845 (2013).
- [3] P. Sévillano et al., "32-fs Kerr-lens mode-locked Yb:CaGdAlO₄ oscillator optically pumped by a bright fiber laser," *Opt. Lett.* 39, 6001-6004 (2014).

AMPLIFICATEURS A FIBRES CRISTALLINES Yb:YAG POUR DES LASERS FEMTOSECONDE A POLARISATION RADIALE

**Fabien Lesparre^{1,2}, Jean Thomas Gomes¹, Xavier Délen¹, Igor Martial², Julien Didierjean²,
Wolfgang Pallmann³, Bojan Resan³, Thomas Graf⁴, Marwan Abdou Ahmed⁴, Frederic
Druon¹, François Balembois¹, Patrick Georges¹**

¹ *Laboratoire Charles Fabry, UMR 8501, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris Sud, 2 Avenue A.
Fresnel, 91127 Palaiseau Cedex, France*

² *Fibercryst SAS, Parc d'activité Wilson Bât A1, 31 Rue Wilson, F-69150 Decines Charpieu, France*

³ *JDSU Ultrafast Lasers AG, Ruetistrasse 12, 8952 Schlieren, Switzerland*

⁴ *Institut für Strahlwerkzeuge, Universität Stuttgart, Pfaffenwaldring 43, 70569 Stuttgart, Germany*

xavier.delen@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Cet article présente les résultats expérimentaux obtenus sur le développement d'une source d'impulsions laser en régime femtoseconde avec des faisceaux à polarisation cylindrique. Trois amplificateurs à fibre cristalline Yb:YAG successifs sont implémentés après l'oscillateur laser à verrouillage des modes en phase pour obtenir jusqu'à 85 W en polarisation radiale.

MOTS-CLEFS : *laser, amplificateur, fibre cristalline, Yb:YAG*

INTRODUCTION

Au cours de ces dix dernières années, plusieurs réalisations expérimentales ont montré l'intérêt des faisceaux à polarisation cylindrique (radiale ou azimutale). La symétrie de ces états de polarisation permet, entre autres, d'augmenter la vitesse des processus de découpe et de produire des trous de fort rapport d'aspect avec une meilleure symétrie [1]. Ces faisceaux peuvent être générés directement par les oscillateurs laser en utilisant des éléments sélectifs intra-cavité ou par conversion de polarisation d'un faisceau extra-cavité [2]. Dans cet article, nous présentons les résultats obtenus sur le développement d'une source laser femtoseconde amplifiée qui délivre un faisceau à polarisation radiale. Les étages d'amplification sont réalisés en utilisant des fibres cristallines Yb:YAG dont la symétrie est particulièrement bien adaptée à l'amplification de faisceaux à polarisation radiale [3]. Dans la configuration présentée ici, ils permettent d'atteindre des puissances moyennes de 100 W et 85 W respectivement en polarisation linéaire et radiale.

Le schéma du montage expérimental est présenté figure 1. La source laser d'injection est un oscillateur à cristal massif délivrant une puissance moyenne de 1,5 W à une cadence de 20 MHz. Elle produit des impulsions de 360 fs avec un spectre de 3,5 nm de large à mi-hauteur centré autour de 1031 nm et une polarisation linéaire. La chaîne d'amplification est constituée de trois amplificateurs à fibre cristalline Yb:YAG consécutifs. Les amplificateurs sont utilisés en double passage en polarisation linéaire de façon à augmenter l'extraction de puissance moyenne. La conversion de la polarisation linéaire à la polarisation radiale est ici effectuée entre le deuxième et le troisième étage d'amplification.

Le premier étage d'amplification opéré en double passage est pompé par une diode de forte brillance délivrant une puissance moyenne de 120 W à 940 nm. L'utilisation d'un module à fibre cristalline Yb:YAG de 30 mm de longueur avec un dopage de 2 % at. permet d'atteindre une puissance de 22,5 W avec une excellente qualité de faisceau. L'efficacité d'extraction est alors de 17%.

Les expériences sur le deuxième étage d'amplification ont donné lieu à une comparaison des performances de l'amplificateur pour un pompage à 940 nm et un pompage utilisant la transition zéro-phonon à 969 nm. Bien que le pompage à 940 nm donne de meilleurs résultats à faible puissance de pompe (l'absorption élevée favorisant un meilleur recouvrement), la réduction de la charge thermique avec le pompage à 969 nm permet d'obtenir une puissance de sortie environ 10% plus élevée à 150 W de pompe. Ainsi, jusqu'à 70 W sont obtenus pour une amplification en double passage exploitant une puissance de pompe de 200 W à 969 nm. Un convertisseur composé de 8 segments de lames demi-onde a ensuite été utilisé pour convertir la polarisation de linéaire à radiale. Ce dernier introduit environ 20% de pertes ce qui réduit la puissance moyenne à 55 W en entrée du troisième étage d'amplification.

L'isotropie des cristaux de YAG ainsi que la symétrie du cristal et de son environnement thermo-mécanique font des fibres cristallines Yb:YAG une architecture laser particulièrement bien adaptée pour l'amplification de faisceaux à polarisation cylindrique. Par exemple, des effets comme la biréfringence induite thermiquement ou la double focalisation sont théoriquement inexistantes pour des faisceaux à polarisation radiale amplifiés dans un système à symétrie cylindrique. En revanche, la polarisation radiale ne permet pas de réaliser des amplificateurs à deux passages tels que ceux démontrés avec une polarisation linéaire. Avec une diode de pompe de 120 W à 940 nm (identique à celle employé sur le premier étage), une amplification jusqu'à 85 W est observée avec une bonne conservation de l'état de polarisation. En polarisation linéaire, le troisième étage d'amplification a aussi permis d'obtenir jusqu'à 100 W de puissance moyenne. La durée des impulsions amplifiées est de 750 fs ce qui correspond à une puissance crête de 4 MW.

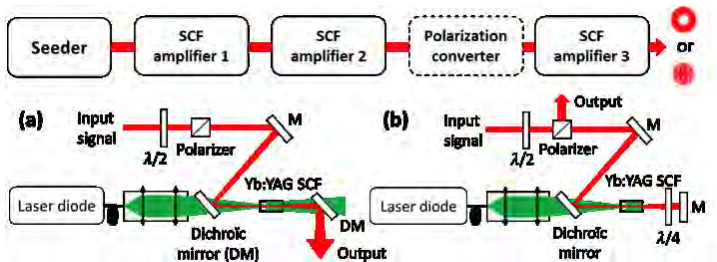


Fig. 1 : Montage expérimental des amplificateurs à fibre cristalline

CONCLUSION

Nous avons démontré l'amplification d'impulsions femtoseconde dans trois étages successifs d'amplificateurs à fibre cristalline. Jusqu'à 85 W ont été obtenus avec un faisceau à polarisation radiale.

RÉFÉRENCES

- [1] R. Weber, A. Michalowski, M. Abdou Ahmed, V. Onuseit, V. Rominger, M. Kraus, and T. Graf, *Physics Procedia* 12, 21–30 (2011).
- [2] P. Phua, W. Lai, Y. Lim, B. Tan, R. Wu, K. Lai, and H. Tan, "High Power Radial Polarization Conversion Using Photonic Crystal Segmented Half-Wave-Plate," in in *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science, Technical Digest (CD)* (Optical Society of America, 2008), paper CMO4.
- [3] S. Piehler, X. Délen, M. Rumpel, J. Didierjean, N. Aubry, T. Graf, F. Balembois, P. Georges, and M. Abdou Ahmed, "Amplification of cylindrically polarized laser beams in single crystal fiber amplifiers," *Opt. Express* 21, 11376-11381 (2013)

SMALL SIGNAL GAIN MEASUREMENTS AND 60NM BROADBAND TUNABLE CW LASER OPERATION OF $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$ AROUND 900 NM

Biao Qu^{1,2}, Zhiping Cai², Patrice Camy¹, Alain Braud¹, Jean-Louis Doualan¹ and Richard Moncorge¹

¹ Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP), UMR 6252 CEA-CNRS-ENSICAen, Université de Caen, 6 Bvd. Maréchal Juin, 14050 Caen, France

² Department of Electronic Engineering, Xiamen University, Xiamen, Fujian 361005, China
richard.moncorge@ensicaen.fr

ABSTRACT

We demonstrate the broadband tunable CW laser operation of a $\text{Pr}:\text{LiYF}_4$ crystal pumped by an OPSL from 863nm to 924nm, thus over more than 60 nm. Small signal gain measurements are also performed in the same spectral range to confirm the nature of the involved emission transition and the values of the spectroscopically derived emission cross sections.

MOTS-CLEFS : solid state laser; wavelength tunable; infrared laser

1. INTRODUCTION

Owing to favorable optical and mechanical properties, $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$ ($\text{Pr}^{3+}:\text{YLF}$) is now the most attractive laser crystal for the production of efficient diode-pumped laser systems operating at multiple laser wavelengths across the whole visible spectral range. In addition, $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$ was also recently proved to lase in the near-infrared range with good laser efficiencies around 907 and 915 nm [1]. Such laser emissions were assigned to spin-forbidden and spin-allowed Pr^{3+} optical transitions from the thermalized energy level set $^3\text{P}_1$, $^1\text{I}_6$ and $^3\text{P}_0$ to the lower energy one $^1\text{G}_4$ [2]. In this communication, we show that broadband tunable CW laser emission can be really achieved over 60nm around 900 nm and that the spectroscopically estimated emission cross sections derived on the basis on the above emission transitions assignments are confirmed by small signal gain measurements.

2. SMALL SIGNAL GAIN

Small signal gain measurements were performed by using a 900 mW InGaN blue diode laser operating at 444 nm as pump source and a CW Ti: Sapphire laser which can be tuned from 675 nm to 1100 nm as probe beam.

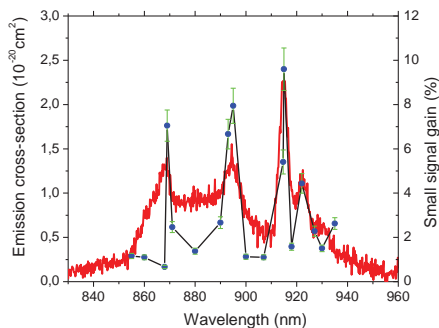


Fig. 1 Emission cross section spectrum and small signal gain measured in π polarization

Attenuating the probe beam and collecting only about 4% with the aid of a standard glass plate interposed on the pump beam, only about 2.4 mW was sent and combined with the pump beam throughout the 0.8%Pr doped and 3 mm thick Pr:YLF crystal. The wavelength and the corresponding intensity of the probe beam were analyzed, detected and measured simultaneously via a monochromator, a Si photodiode and a standard oscilloscope. The pump beam was chopped at a frequency of 81 Hz. Using these conditions, significant gain could be found in π polarization at all the emission peaks of 869 nm, 895 nm, 915 nm and 922 nm with gain of 7.0%, 7.9%, 9.6% and 4.4%, thus, in perfect agreement (see in Fig. 1) with π polarized emission cross section values of $1.4 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, $1.6 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, $2.25 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ and $1.3 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, respectively.

3. LASER WAVELENGTH TUNABILITY

Laser wavelength tunability was demonstrated by using a V-type laser resonator consisting of a flat input dichroic mirror, a folding one with a radius of curvature of 100mm, a flat output coupler and a SF10 intracavity dispersing prism. The 0.8%Pr doped- and a-axis cut Pr:YLF laser crystal was placed immediately after the input dichroic mirror and pumped, through this dichroic mirror, with a 1.5-W optically pumped semiconductor laser (OPSL) operating at a wavelength of 479.2 nm. Laser operation was obtained by using an output coupler with a transmission of about 0.88% over the entire spectra range and laser wavelength tuning by rotating this output coupler along its vertical axis. As shown in Fig. 2, laser wavelength tunability was achieved almost continuously between about 863 and 924nm, thus over more than 60nm.

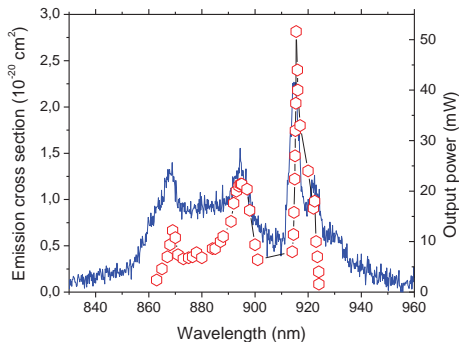


Fig. 2 Laser wavelength tunability of $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$ around 900 nm (diamond symbol) along with the corresponding emission cross section spectrum registered in π polarization,

CONCLUSION

We have demonstrated the broadband tunable small signal gain and CW laser operation of Pr:LiYF₄ between 863 nm and 924 nm, thus > 60 nm. It is also confirmed that the entire emission band can be assigned to the same set of thermalized emitting levels (¹I₆,³P_{0,1}). More data, including recent laser measurements obtained at 915 nm and showing laser thresholds below 100mW and laser slope efficiencies of 33%, will be reported at the meeting.

RÉFÉRENCES

- [1] Z. P. Cai, B. Qu, Y. J. Cheng, S. Y. Luo, B. Xu, H. Y. Xu, Z. Q. Luo, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, "Emission properties and CW laser operation of Pr:YLF in the 910 nm spectral range", Opt. Express, vol. 22, pp. 31722-31728, 2014.
- [2] Z. Liu, B. Qu, J. L. Doualan, B. Xu, H. Y. Xu, Z. P. Cai, A. Braud, P. Camy, and R. Moncorgé, "Temperature effects on the main absorption and emission lines of the Pr³⁺:LiYF₄ laser crystal," J. Opt. Soc. Am. B, vol. 32, pp. 263-269, 2015.

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.

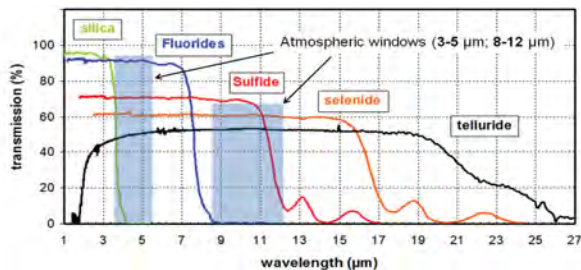


Fig1 Transmission IR de verres base SiO_2 , fluorures, soufre sélénium et Tellure

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

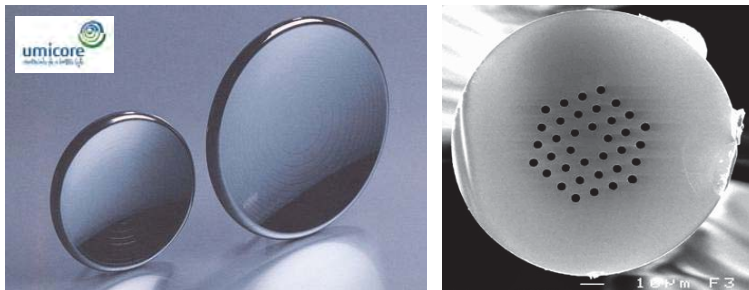


Figure 2 : a) Lentilles de verre de chalcogénures moulées, b) section de fibre microstructurée en verre de chalcogénures

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.

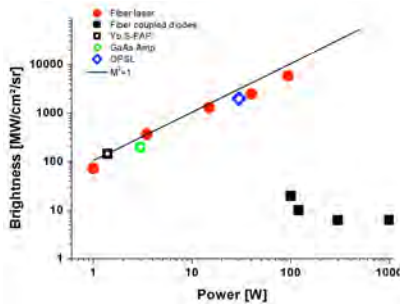


Fig. 1 : Etat de l'art de la brillance des sources de pompage optique à 976 nm.

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 ou le pompage haute brillance est comparé aux architectures pompées par diodes.

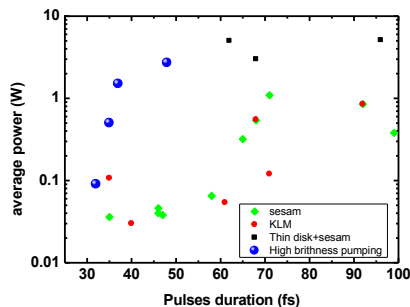


Fig. 3 : Puissance vs durée des oscillateurs à base d'Yb. Les points bleus montre les puissances et durées obtenus en pompage haute brillance par rapport aux autres technologies.

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].

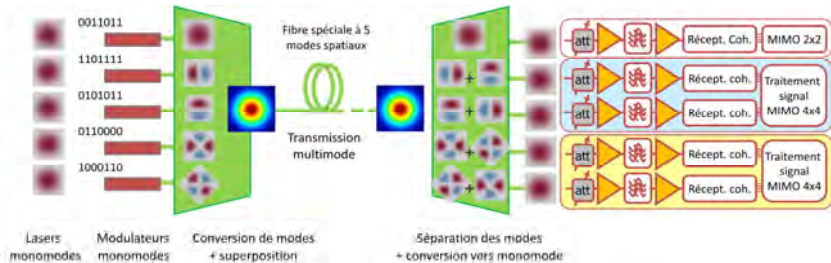


Fig. 1 : Principe de fonctionnement d'un système de transmission optique à multiplexage de mode, exemple de 5 modes (MIMO = Multiple Input Multiple Output, Att. = Atténuateur)

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. Virot, 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. Rouified, 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 à 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.

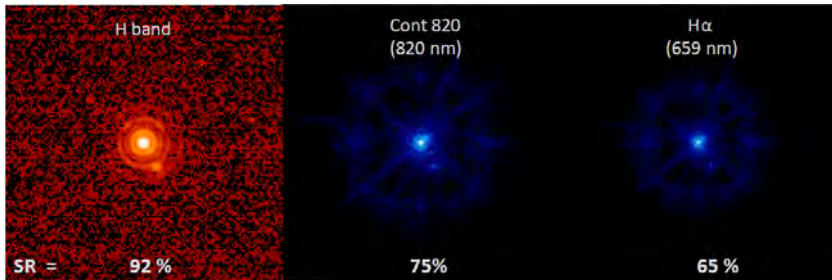


Fig. 1 : Illustration des performances typiques de SPHERE en infrarouge proche et en visible.

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.

FONDAMENTAUX ET TECHNIQUES DE CARACTERISATION DES MATERIAUX NON LINEAIRES

P. Segonds^{*}, B. Boulanger, E. Boursier, J. Debray, B. Ménaert,

C. Félix, D. Jegouso, A. Pena, J. Zaccaro, V. Boutou

¹*Institut Néel Centre National de la Recherche Scientifique - Université Joseph Fourier BP 166,
F38402 Grenoble Cedex 9, France,*

**patricia.segonds@neel.cnrs.fr*

RÉSUMÉ

Ce tutorial rappelle d'abord les fondamentaux et paramètres pertinents à l'origine de la conversion de fréquence à partir de processus quadratiques. Nous considérerons des cristaux utilisés dans les dispositifs de type oscillateur paramétrique optique (OPO), générateur paramétrique optique (OPG) ou amplificateur paramétrique optique (OPA). Les techniques de caractérisation les plus employées pour l'étude des directions d'accord de phase et du walk-off seront discutées ensuite. Il en sera de même pour celles des mesures de rendement de conversion qui rendent compte de la valeur et signe des éléments non nuls et indépendants du tenseur de susceptibilité du second ordre d'un cristal, et des acceptances spectrale et angulaires associées. Nous montrerons enfin à quel point il peut être délicat de travailler dans le repère diélectrique pour les cristaux de basse symétrie. Nous expliquerons comment la caractérisation est possible aussi bien pour la génération dans le proche-infrarouge que dans le terahertz.

MOTS-CLEFS : *Optique non linéaire ; Conversion de fréquence, Processus quadratiques, Cristaux*

Ce tutorial présente d'abord les fondamentaux permettant de comprendre les paramètres pertinents à l'origine de la conversion de fréquence à partir de processus quadratiques dans des cristaux massifs avec ou sans domaines ferroélectriques périodiquement alternés. Nous considérerons aussi bien la génération de second harmonique (SHG), la génération de somme et de différences de fréquences (SFG et DFG), ou encore le processus de fluorescence spontanée (SF). Nous travaillerons dans le domaine de transparence du cristal.

Si les configurations des dispositifs sont essentiellement l'oscillateur paramétrique optique (OPO), le générateur paramétrique optique (OPG) ou l'amplificateur paramétrique optique (OPA), les propriétés des matériaux non linéaires qui y sont exploitées sont très nombreuses. Ce sont non seulement les propriétés basiques de l'optique non linéaire comme les directions d'accord de phase et les coefficients non linéaires, mais aussi le dommage optique et les acceptances angulaires particulièrement sollicités à haute énergie. Ce sont encore les propriétés thermiques comme la thermo-conductivité, les coefficients thermo-optiques et l'acceptance thermique sollicités à haute puissance moyenne. Il y a aussi l'évolution des propriétés dans le temps et la maturité de la croissance des matériaux qui conditionne leur taille et qualité.

De cette liste non exhaustive, nous nous intéresserons en détail aux conditions d'accord de phase critique et non critique angulairement, par biréfringence (BPM), par quasi-accord de phase (QPM) ou encore quasi-accord de phase angulaire (AQPM). Nous regarderons les règles que les

cristaux imposent aussi bien pour les indices de réfraction, pour les états de polarisation des trois ondes en interaction dans un processus quadratique, que par l'existence d'un walk-off spatial. Nous regarderons ensuite le rendement de conversion et acceptances angulaires et spectrale associées, et leur relation avec les éléments non nuls et indépendants du tenseur de susceptibilité électrique du second ordre du matériau non linéaire étudié. Ces éléments ont une valeur et un signe. Ils ont aussi des relations entre eux imposées par le groupe ponctuel du système cristallographique qui doit être non centrosymétrique.

Classiquement deux techniques de caractérisation sont mises en place pour déterminer les directions d'accord de phase dans les cristaux. Nous les décrirons en détail et les comparerons sachant que l'une consiste en la mesure directe des indices de réfraction principaux d'un cristal en fonction de la longueur d'onde qui permet d'établir des équations de Sellmeier utilisées pour calculer les directions d'accord de phase. L'autre consiste en la mesure directe d'un ensemble judicieux de directions d'accord de phase qui permette après interpolation des données de trouver des équations de Sellmeier. Pour les deux techniques, le défi est de disposer d'équations de Sellmeier valides sur tout le domaine de transparence du cristal.

Deux autres techniques de caractérisation permettent de déterminer la valeur des éléments non nuls et indépendants du tenseur de susceptibilité du second ordre d'un cristal. Les deux reposent sur des mesures de rendement de conversion, mais l'une est en accord de phase, alors que l'autre travaille hors accord de phase. Dans les deux cas se pose la question du signe des éléments sollicités et nous verrons comment discriminer les différentes possibilités.

Enfin nous discuterons de la façon dont peut-être mesuré le walk-off spatial qui peut limiter la longueur d'interaction dans un cristal. Nous parlerons aussi de l'orientation du repère diélectrique par rapport au repère cristallographique. Cela se justifie pour tous les cristaux qui sont usinés orientés dans le repère cristallographique alors leurs propriétés sont étudiées dans le repère diélectrique. Cela se justifie particulièrement dans les cristaux monocliniques où les repères cristallographique et diélectrique sont liés par un seul axe qui est l'axe d'ordre 2 du groupe ponctuel 2, et l'axe perpendiculaire au miroir du groupe ponctuel m. Par conséquent l'orientation du repère diélectrique d'un cristal monoclinique peut tourner en fonction de la longueur d'onde et cette mesure s'impose avant la mesure de toute autre propriété optique.

Nous illustrerons ce tutorial à partir de résultats publiés récemment et leur référence bibliographique permettra de les retrouver. Nous montrerons que les différentes techniques de caractérisation discutées, utilisent des échantillons usinés en forme de parallélépipède, prisme, cylindre ou sphère et comment le développement de nouvelles sources et/ou de nouvelles détecteurs ont permis d'étudier des nouveaux cristaux capables de générer de la lumière paramétrique aussi bien dans le proche infrarouge (entre 1.4 et 3 microns), que dans l'infrarouge moyen (entre 3 et 8 microns), l'infrarouge lointain (8 – 15 microns), ou encore le terahertz (entre 15 et 3000 microns).

LE CHALLENGE DE L'AUTO-DOUBLAGE DE FREQUENCE DANS LES CRISTAUX BORATES DOPES YTTERBIUM

Federico Khaled¹, Pascal Loiseau¹, Suchinda Sattayaporn¹, Gérard Aka¹, Lucian Gheorghes²

¹PSL Research University, Chimie ParisTech – CNRS, Institut de Recherche de Chimie Paris, 75005 Paris, France

²National Institute for Laser, Plasma and Radiation Physics - Laboratory of Solid-State Quantum Electronics (LSSQE), Bucharest Romania

federico.khaled@chimie-parisvech.fr

RÉSUMÉ

Les lasers solides sont particulièrement efficaces dans le domaine du proche infra-rouge vers $1\mu\text{m}$, tandis que leur doublage de fréquence permet d'accéder à des longueurs d'onde visible. Une miniaturisation ultime du dispositif est possible si la conversion de fréquence d'un rayonnement laser infra-rouge au sein d'une même matrice, à la fois non linéaire et dopée.

Parmi les différentes matrices envisagées, nous nous concentrerons sur une matrice oxyfluorée : $\text{BaCaBO}_3\text{F:Yb}$ (BCBF:Yb). La cristallogénèse du matériau, ainsi que ses propriétés spectroscopiques et lasers sont présentées.

MOTS-CLEFS : *auto doublage de fréquence, cristallogénèse, optique non linéaire*

INTRODUCTION

Les diodes laser et les lasers solides sont très désirés en raison de leur compacité et de leur grande efficacité. Néanmoins, il existe peu de lasers solides qui proposent une émission fondamentale efficace dans le domaine visible : on peut citer les systèmes contenant l'ion Praseodyme ou encore le laser saphir: titane ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}$).

Une solution alternative consiste à convertir un rayonnement laser infra-rouge en un rayonnement visible à l'aide de phénomènes non linéaires. Au sein de notre équipe, nous envisageons de combiner les phénomènes d'émission laser proche infra-rouge et de doublage de fréquence au sein d'une seule et même matrice non linéaire dopée par un ion luminescent, ce qui a pour avantage d'être plus compact et de présenter un coût plus faible.

Un bon candidat à l'auto-doublage de fréquence doit à la fois présenter les caractéristiques d'un matériau laser (bonne insertion de l'ion luminescent, sections efficace d'émission et d'absorption élevées, bonne conductivité thermique...) et celle d'une matrice non linéaire (groupe d'espace non centrosymétrique, biréfringence adéquate, grande valeur du coefficient non linéaire...). Les nombreuses recherches menées jusqu'à ce jour ont montré que les composés à base de borates constituent probablement les meilleurs candidats pour de telles applications.

CRISTALLOGENÈSE

Le caractère congruent à la fusion du BCBF (BaCaBO_3F) permet d'envisager sa croissance par la méthode Czochralski. La croissance du matériau non dopé a déjà été réalisée par plusieurs équipes, et la qualité des cristaux obtenus est très correcte [1-3].

Dans le cas du dopage Yb , Schaeffers [4] reporte des défauts diffusants visibles à l'œil nu, et Xu Ke [5] n'a pas réussi à obtenir de monocristal. Cela peut être expliqué par la différence de charge entre l'ion dopant et l'ion d'accueil (Ca^{2+}). C'est pourquoi, en se basant sur une idée de [6], nous avons envisagé un co-dopage avec des ions sodium. Différents cristaux présentant des teneurs dans le bain de 3% en Yb et Na ont été synthétisés, ainsi qu'un cristal contenant 10% de Sr et 1% d' Yb et de Na . Malgré la présence de quelques défauts, les cristaux sont de meilleure qualité.

PROPRIÉTÉS SPECTROSCOPIQUES

Bien qu'il n'y ait qu'un seul site cristallographique d'accueil possible pour les ions ytterbium, le mécanisme d'insertion de ces ions dans la matrice s'avère être en fait assez complexe, comme le révèle les spectres d'absorption réalisés dans différentes tranches du matériau.

De plus, les études spectroscopiques réalisées à basse températures (10K) mettent en évidence de nombreux types d'environnement pour les ions ytterbium. Cette différence d'environnement a aussi été soulignée par des expériences de RPE à froid (10K).

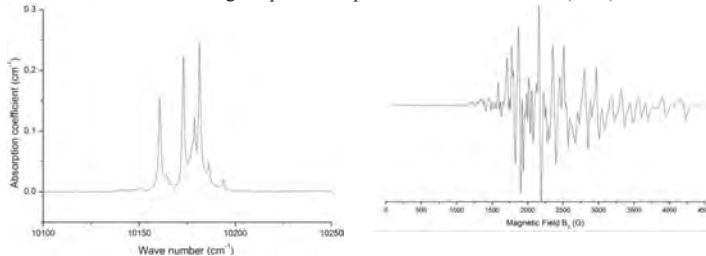


Fig. 1 : Spectre d'absorption (10K) et spectre RPE (10K) d'un échantillon de *BCBF:Yb* (0,08%) orienté σ

PERFORMANCES LASERS

La première démonstration de l'effet laser par pompage par diode en régime continu dans une cavité plan-concave a été réalisée sur un échantillon orienté σ et dopé 1% *Yb* et 10% *Sr* dans le bain. Un rendement optique de 3% a été obtenu (500mW à 1034nm pour une puissance incidente de 13W). Les performances modestes obtenues peuvent être expliquées par l'inhomogénéité de la teneur en ions ytterbium, la non optimisation de la cavité laser (compte tenu de la fragilité des

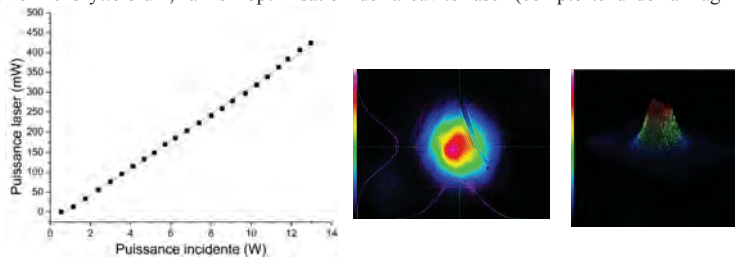


Fig. 2 : Tests laser réalisés en régime continu sur un échantillon dopé 1%*Yb* et captures d'image du mode laser échantillons)...

CONCLUSION

Les différents mécanismes d'insertion de l'ytterbium dans la matrice doivent encore être compris afin d'améliorer la qualité des cristaux et d'en faire ressortir tout le potentiel comme matériau auto-doubleur de fréquence. De plus, la qualité mécanique doit elle aussi être améliorée, afin d'éviter les risques de fractures lors de tests laser.

REFERENCES

- [1] R.K. Li et al., *J. Cryst. Growth*, vol. 382, pp 47-51, 2013.
- [2] K. Xu et al., *J. Cryst. Growth*, vol. 311, pp 2508-2512, 2009.
- [3] G. Zhang, et al., *J. Cryst. Growth*, vol. 289, pp 188-191, 2006.
- [4] K.I. Schaffers, et al., *IEEE J. of Quant. El.*, vol. 32, pp 741-748, 1996.
- [5] K. Xu, Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie (PARIS VI), 2007.
- [6] W. Zhao, et al., *Optical Materials*, vol. 33, pp 647-654, 2011.

QUADRUPLEMENT DE FRÉQUENCE À FORTE PUISSANCE DANS LBO

Gabriel Mennerat¹, Daniel Farcage², Benoît Mangote³, Philippe Villeval³, Dominique Lupinski³

¹ CEA-Saclay, DSM/IRAMIS/LIDyL, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

² CEA-Saclay, DEN/DPC/SEARS, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

³ Cristal Laser, Parc d'activités du Breuil, 32 rue Robert Schumann F-54850 Messein, France

gabriel.mennerat@cea.fr

RÉSUMÉ

Après une analyse des différentes architectures tout-solide de conversion de fréquence optique vers l'ultraviolet profond (266 nm), nous présenterons nos derniers résultats à forte puissance moyenne (400 W) en utilisant une voie originale à trois étages en triborate de lithium (LBO). Nous montrons l'intérêt de fonctionner aux températures cryogéniques.

MOTS-CLEFS : *laser ; optique non-linéaire ; conversion de fréquence ; LBO*

De nombreuses applications scientifiques, médicales et industrielles (fluorescence laser, photolyse, ophtalmologie, photolithographie, micro-usinage, traitements de surface...) sont en attente de sources laser de forte puissance dans l'ultraviolet profond (DUV). De la même manière que les lasers à gaz (à argon, à vapeur de cuivre) ont été largement supplantés il y a 15 ans par des lasers à solide pompés par diodes doublés en fréquence, plus compacts et efficaces, on assiste actuellement à une montée en puissance des systèmes tout-solide dans le DUV, qui remplacent progressivement les lasers à eximère, à azote ou à argon à des longueurs d'onde UV de plus en plus courtes.

Les sources tout-solide dans l'UV sont en général basés sur des processus de doublement et somme de fréquences en cascade, en partant d'un rayonnement fondamental dans le proche infrarouge ($\lambda \approx 1 \mu\text{m}$) issu des transitions laser ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ de l'ion Nd^{3+} ou ${}^4F_{5/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$ de l'ion Yb^{3+} dans différentes matrices. Des systèmes produisant des dizaines de Watts à 355 nm par triplement de fréquence en deux étapes ($\omega + \omega \rightarrow 2\omega$ puis $\omega + 2\omega \rightarrow 3\omega$) du rayonnement IR à 1064,2 nm du YAG : Nd^{3+} sont maintenant commercialisés et font preuve d'une fiabilité suffisante pour les utilisateurs finaux.

Le quadruplement de fréquence à 266 nm présente de plus grandes difficultés. Les architectures laser reposent habituellement sur deux étages non-linéaires en cascade : le rayonnement IR est d'abord converti dans le vert à 532.1 nm par doublement de fréquence ($\omega + \omega \rightarrow 2\omega$), ce dernier est à son tour doublé en fréquence pour produire le rayonnement DUV à 266 nm ($2\omega + 2\omega \rightarrow 4\omega$). Or les cristaux transparents dans le DUV sont peu nombreux. En outre, l'accord de phase à des longueurs d'onde très courtes nécessitent une forte biréfringence pour compenser la plus grande dispersion chromatique des matériaux. Le nombre de cristaux utilisables pour ce 2e étage est particulièrement restreint (Tableau 1).

Le dihydrogénophosphate de potassium deutéré DKDP (KD_2PO_4) est depuis longtemps le matériau privilégié pour la génération de DUV à basse cadence. Son fonctionnement proche de $\theta = 90^\circ$ [1] offre une confortable tolérance angulaire et une bonne qualité de faisceau. Cependant une absorption linéaire résiduelle non-négligeable conjuguée à de mauvaises propriétés thermiques interdisent son emploi à forte puissance moyenne. Le bêta-borate de barium β -BBO (β - BaB_2O_4) présente de meilleurs paramètres thermiques. Sa forte biréfringence permet même l'accord de phase de type II, avec comme contrepartie toutefois, des tolérances angulaires très serrées et un fort walk-off spatial qui posent de difficiles contraintes système sur la taille de faisceau, sa divergence et sa stabilité. Le BBO souffre de problèmes d'absorption à deux photons [2], ainsi que d'un vieillissement rapide par effets photo-induits dans le DUV, qui limitent la puissance produite à une vingtaine de Watts et affectent sa durée de vie. Le borate de césium et lithium CLBO ($\text{CsLiB}_6\text{O}_{10}$) possède une biréfringence optimum et des coefficients d'absorption à deux photons nettement plus faibles ($\div 10$) que le BBO. Extrêmement hygroscopique, ce matériau est toutefois très difficile à préparer et à intégrer. Bien que des puissances moyennes de l'ordre

de 40 W à 266 nm aient été obtenues dans ce matériau [3, 4], la dégradation de ses surfaces optiques limite considérablement sa durée de vie.

Pour contourner ces difficultés, nous avons mis en oeuvre un schéma alternatif fondé sur trois étages de conversion. Un faisceau à 354.7 nm est généré classiquement dans les deux premiers étages. Le rayonnement à 3ω est à son tour mélangé avec le fondamental résiduel dans le troisième étage ($1\omega + 3\omega \rightarrow 4\omega$) pour générer la longueur d'onde désirée à 266 nm. Ce mélange d'un rayonnement dans le proche UV avec de l'infrarouge requiert une moindre biréfringence que le doublement direct du rayonnement vert. Cette architecture permet donc d'utiliser d'autres matériaux, présentant de plus larges tolérances angulaires ou thermiques ou une meilleure résistance à l'endommagement et au vieillissement.

Dans la partie inférieure du tableau 1 montre que le triborate de lithium LBO (LiB_3O_5) présente un ensemble de propriétés intéressantes pour la génération de 266 nm [5] par somme de fréquences. Grâce à des progrès récents en cristallogenèse[6], des cristaux de LBO de grandes dimensions sont maintenant disponibles avec une excellente homogénéité. Plus de 360 J d'UV ou été produits à 351 nm avec un rendement global de 80% en régime monocoup [7]. En régime impulsif multi-kHz, 1.8 kW de vert et 500 W d'UV à 343 nm ont été récemment obtenus[8] malgré une qualité de faisceau moyenne ($M^2 < 14$). Les mesures d'endommagement laser à basse cadence sont prometteuses. Enfin, grâce à sa large bande interdite, le LBO est peu sujet aux phénomènes d'absorption non-linéaire et de vieillissement.

TABLE 1 : Paramètres comparés de cristaux non-linéaires courants pour la génération de DUV à 266 nm à température ambiante (293 K). Partie supérieure : doublement de fréquence à 532 nm. Partie inférieure : mélange du troisième harmonique à 354.7 nm avec le fondamental à 1064 nm. (— : biréfringence insuffisante)

matériau Polarisation en accord de phase	DKDP		β -BBO		CLBO		LBO
	ooe	oeo	ooe	oeo	ooe	oeo	ooe
<i>Doublement de fréquence $2\omega + 2\omega$</i>							
Angles d'accord de phase	$\theta = 85.3^\circ$	—	$\theta = 47.6^\circ$	81.1°	$\theta = 61.4^\circ$	—	—
Non-linéarité efficace [pm/V]	0.43	—	1.75	0.05	0.79	—	—
Acceptance angulaire [mrad.cm]	3.7	—	0.19	1.16	0.54	—	—
acceptance thermique [K.cm]	3.5	—	6	7.4	6.8	—	—
<i>Somme de fréquences $1\omega + 3\omega$</i>							
Angles d'accord de phase	$\theta = 61.7^\circ$	78.4°	$\theta = 40.3^\circ$	46.6°	$\theta = 50.5^\circ$	60.4°	$\theta = 90^\circ$ $\varphi = 60.6^\circ$
Non-linéarité efficace [pm/V]	0.38	0.16	2.0	1.0	0.70	0.66	0.47
Acceptance angulaire [mrad.cm]	0.69	1.85	0.18	0.23	0.45	0.66	0.93
Acceptance thermique [K.cm]	3.9	3.5	7.6	8.2	8.6	8.5	4.6

Nous présenterons nos derniers résultats obtenus avec une source impulsifonnelle de forte puissance (YAG :Nd³⁺ de 400 W, 35 ns à 10 kHz)[9] ainsi que des études approfondies des étages convertisseurs successifs dans une large plage de température (de 12 K à 500 K).

RÉFÉRENCES

- [1] S. Ji, *et al. Opt. Mater. Express*, vol. 2, no. 6, pp. 735–739, Jun. 2012.
- [2] D. Li, *et al. in Solid State Lasers XX : Technology and Devices*, vol. 7912, 2011, pp. 79 120V–79 120V–8.
- [3] G. Wang, *et al. Optics Communications*, vol. 259, no. 2, pp. 820–822, 2006.
- [4] M. Nishioka, *et al. in Conference on Lasers and Electro-Optics*. Opt. Soc. of America, 2003, p. CTuF2.
- [5] J. T. Lin *et al. in Proc. SPIE*, vol. 1220, 1990, pp. 58–63.
- [6] A. Kokh, *et al. Journal of Crystal Growth*, vol. 312, no. 10, pp. 1774–1778, May 2010.
- [7] G. Mennerat, *et al. in Nonlinear Optics*. Opt. Soc. of America, 2011, p. NThA2.
- [8] C. Stolzenburg, *et al. in Solid State Lasers XXIII*, vol. 8959, 2014, pp. 89 5900–89 5900–7.
- [9] G. Mennerat, *et al. in Advanced Solid State Lasers*. Opt. Soc. of America, 2014, p. ATH2A.42.

GENERATION DE SECOND HARMONIQUE EN ACCORD DE PHASE ANGULAIRE NON CRITIQUE DANS $BaGa_4Se_7$

Elodie Boursier^{1*}, Patricia Segonds¹, Jérôme Debray¹, Patricia L. Inácio¹, Vladimir Panyutin²,
Valeriy Badikov³, Dmitrii Badikov³, Valentin Petrov², Benoît Boulanger¹

¹Institut Néel Centre National de la Recherche Scientifique - Université Joseph Fourier BP 166, F38402 Grenoble Cedex 9, France.

²Max-Born-Institute for Nonlinear Optics and Ultrafast Spectroscopy, Max-Born-Str. 2A, 12489 Berlin, Germany.

³High Technologies Laboratory, Kuban State University, 149 Stavropolskaya Str., 350040 Krasnodar, Russia

*elodie.boursier@neel.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Cet article présente l'étude complète de Génération de Second Harmonique (SHG) en accord de phase angulaire non critique dans le cristal monoclinique $BaGa_4Se_7$ (BGSe). Les longueurs d'onde d'accord de phase correspondantes, les rendements de conversion et les acceptances ont été mesurés, ainsi que les coefficients non linéaires.

MOTS-CLEFS : *Optique non linéaire ; Cristaux anisotropes ; Génération de second harmonique*

1. INTRODUCTION

Le choix des cristaux permettant la conversion de fréquence avec un fort coefficient non linéaire et une large fenêtre de transparence est limité [1]. Une alternative est le nouveau cristal monoclinique de $BaGa_4Se_7$ (BGSe), transparent entre 0,78 et 14,72 μm [2] et appartenant au groupe ponctuel m . Parmi les six coefficients non linéaires indépendants, seulement deux ont été déterminés récemment avec la méthode des franges de Maker: $d_{22} = 24,3$ pm/V et $d_{23} = 20,4$ pm/V [3].

Les études de l'orientation du repère diélectrique de BGSe en fonction de la longueur d'onde et de la SHG en accord de phase non critique (NCPM) angulaire sont présentées dans cet article.

2. ORIENTATION DU REPERE DIELECTRIQUE EN FONCTION DE LA LONGUEUR D'ONDE

Dans BGSe, l'axe \mathbf{b} appelé axe spécial du repère cristallographique ($\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}$) est perpendiculaire au plan miroir m qui contient les axes \mathbf{a} et \mathbf{c} . L'axe x du repère diélectrique est parallèle à l'axe \mathbf{b} , alors que les axes y et z sont dans le plan miroir. Comme tout cristal monoclinique, l'orientation entre les repères diélectrique et cristallographique peut varier en fonction de la longueur d'onde λ .

Nous avons donc déterminé l'angle $\alpha(\lambda)$ entre l'axe \mathbf{a} du repère cristallographique et l'axe y du repère diélectrique en fonction de la longueur d'onde λ avec une méthode que nous avons développée [4]. La mesure a révélé que l'orientation du repère diélectrique de BGSe reste constante jusque 1,8 μm avec une précision de 0,2°. De ce fait, on ne s'attend à aucune rotation de ce repère dans l'infrarouge moyen c'est-à-dire jusque 2,5 μm .

3. GENERATION DE SECOND HARMONIQUE EN ACCORD DE PHASE NON CRITIQUE ANGULAIRE

Le NCPM angulaire présente l'avantage d'une double réfraction nulle selon les axes principaux du repère diélectrique, ce qui est très attractif du point de vue du rendement de conversion. D'après les calculs, les types I (ee-o) et II (eo-o) de SHG selon x permettent de déterminer les coefficients non linéaires d_{23} et d_{32} respectivement. Le type II (eo-o) selon y permet de solliciter l'élément d_{31} du tenseur de susceptibilité électrique d'ordre 2. La valeur absolue du coefficient d_{21} devrait être obtenue selon l'axe z mais d'après les calculs il n'y a pas d'accord de phase SHG type II selon z [2].

Pour leur étude, deux cristaux de BGSe ont été taillés selon les axes x et y . Les deux lames ont été collées sur des têtes goniométriques et placées au centre d'un cercle d'Euler ayant une précision angulaire de 0,1°. Le faisceau laser fondamental est émis par un générateur paramétrique optique dont la durée d'impulsion est de 15 ps et la fréquence de répétition de 10 Hz. Il est accordable entre 0,4 et 10 μm et est polarisé rectilignement. Le faisceau fondamental a été focalisé

avec une lentille de 100 mm en CaF₂ entraînant un waist d'environ 90 μm dans les échantillons. La longueur de Reyleigh correspondante est de 30 mm. C'est un ordre de grandeur plus grand que la longueur des échantillons, ce qui assure une propagation parallèle du faisceau incident dans les lames. Les énergies fondamentale et générée ont été mesurées simultanément avec des Joulemètres Moletron. Le rendement de conversion normalisé est tracé fig. 2a et 2b en fonction de la longueur d'onde ou de l'orientation du cristal pour la SHG type II.

A partir de nos mesures, nous avons pu déterminer précisément les longueurs d'onde

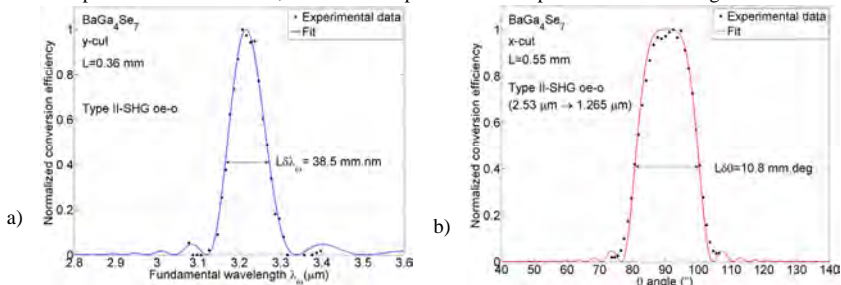


Fig. 2. Energie du second harmonique en fonction de la longueur d'onde fondamentale λ_0 (a) et l'angle de rotation du cristal autour de l'axe x (b). Les points correspondent aux points expérimentaux et les traits continus aux calculs [2].

d'accord de phase λ_0 . Elles sont toujours décalées d'au moins 130 nm par rapport aux valeurs théoriques λ_0^{th} calculées à partir des équations de Sellmeier [2], ce qui implique que ces dernières doivent être affinées. Pour déterminer la valeur absolue des coefficients non linéaires associés d_{23} , d_{32} and d_{31} , nous avons choisi le d_{24} du cristal de référence KTP avec lequel nous avons mesuré la SHG type II aux mêmes longueurs d'onde que celles de BGSe. Pour cela, trois lames de KTP orientées aux bons angles ont été préparées avec une épaisseur $L = 0,5$ mm. Les principaux résultats sont représentés dans le Tableau 1. Notons que la valeur de d_{23} est en accord avec [3] et nous confirmons qu'il n'y a pas d'accord de phase selon z.

Tableau 1. Valeur des coefficients non linéaires de BGSe déterminés par SHG en NCPM angulaire

Echantillon	Lame x (type I)	Lame x (type II)	Lame y (type II)	Lame z (type II)
λ_0^{th} (μm) ^{de [2]}	1,93	2,76	2,39	---
λ_0 (μm)	1,80	2,53	3,22	---
d_{ij} (pm/V)	$d_{23} = 20 \pm 0,5$	$d_{32} = 3,7 \pm 0,4$	$d_{31} = 1,2 \pm 0,4$	d_{21}

CONCLUSION

Finalement, nous avons montré que l'orientation du repère diélectrique de BGSe ne change pas en fonction de la longueur d'onde. A partir de toutes les configurations possibles de SHG en NCPM angulaire, nous avons déterminé les longueurs d'onde d'accord de phase, les rendements de conversion ainsi que les acceptances angulaire et spectrale. Les valeurs des coefficients non linéaires prouvent la potentialité du cristal de BGSe.

RÉFÉRENCES

- [1] A. Godard, C. R. Physique 8, 1100-1128 (2007)
- [2] V. Badikov et al, Phys. Stat. Sol. 5, 31-33 (2011)
- [3] X. Zhang et al, Optics Express 23, 552-558 (2015)
- [4] C. Traum et al, Opt. Mat. Exp. 4, 57-62 (2014)

Croissance et caractérisation de cristaux de $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$ pour la conversion de fréquence laser dans l'UV

Jinlei Ren¹, Simon Ilas¹, Lihe Zheng², Pascal Loiseau¹, Gérard Aka¹, Daniel Rytz³

¹PLS Research University, Chimie ParisTech-CNRS, Institut de Recherche de Chimie Paris 75005, Paris, France

²Laser Research Center for Molecular Science, Institute for Molecular Science (IMS), 38 Nishigonaka, Myodaiji, Okazaki 444-8585, Japan

³FEE GmbH, Struthstr. 2, 55743 Idar-Oberstein, Germany

jinlei.ren@chimie-paristech.fr

RÉSUMÉ

La croissance de monocristaux de $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$ (YAB) a été effectuée en flux $\text{La}_2\text{O}_3\text{-B}_2\text{O}_3\text{-LiF}$ et $\text{La}_2\text{O}_3\text{-B}_2\text{O}_3\text{-LiF-KF}$. Plusieurs monocristaux de tailles $17 \times 17 \times 25 \text{mm}^3$ environ ont pu être obtenus. Des spectres de transmittance ont été mesurés sur des échantillons orientés selon la direction c. Les indices optiques n_o et n_e ont pu être mesurés sur un prisme de 59° . De plus des échantillons orientés pour la GHS de type I ont pu être utilisés pour la conversion de fréquence 532 à 266nm avec un rendement de 16.6%.

MOTS-CLEFS : *Optique non linéaire, YAB, 4^{ème} harmonique.*

Le borate d'yttrium et d'aluminium $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$ (YAB) est connu pour être un excellent matériau optique non linéaire. C'est un matériau appartenant à la famille des huntites : il est formé par des groupements borates $[\text{BO}_3]^{3-}$ et il cristallise dans le groupe d'espace R_{32} . Depuis les années 60, il a été intensivement étudié pour ses propriétés d'autodoublage de fréquence. Mais ce n'est seulement à partir de 2008 que l'équipe de Rytz *et al* [1] a montré les applications potentielles du YAB comme matériaux pour la conversion de fréquence dans le domaine de l'UV, en soulignant notamment la possibilité de générer du 266nm par doublage de fréquence. En effet le YAB possède de nombreuses propriétés intéressantes : un grand coefficient non linéaire, une biréfringence modérée et d'une très bonne stabilité physique et chimique (il est notamment non hygroscopique). Le seuil intrinsèque de coupure du YAB est déterminé à 170nm. Mais sa transmittance chute brutalement en-dessous de 300nm, ceci étant dû à la présence d'impuretés Fe^{3+} qui se substituent aisément aux cations Al^{3+} dans le cristal. Bien que leurs concentrations ne soient que de quelques ppm, les ions Fe^{3+} absorbent très efficacement par transfert de charge entre 200 et 300nm. Le YAB étant un composé à fusion non congruente, sa croissance se fait par la méthode Top Seeded Solution Growth (TSSG). Historiquement le flux utilisé est le mélange $\text{K}_2\text{MoO}_{10}\text{-B}_2\text{O}_3$, mais d'autre flux ont récemment été étudiés comme le mélange $\text{Li}_2\text{O-B}_2\text{O}_3$ [2], $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Li}_2\text{O-B}_2\text{O}_3$ [3], $\text{Li}_2\text{WO}_4\text{-B}_2\text{O}_3$ [4].

Notre étude porte sur la croissance du YAB en flux $\text{La}_2\text{O}_3\text{-B}_2\text{O}_3\text{-LiF-KF}$. Plusieurs cristaux de tailles $17 \times 17 \times 25 \text{mm}^3$ environ, dont la masse atteint 20g, ont été obtenus (fig. 1). Le domaine de température de croissance est de 1120°C à 1080°C . Des mesures de transmittance sur des échantillons orientés selon la direction x et z ont permis de déterminer des coefficients d'absorption optique à 266nm qui sont respectivement $2,48 \text{cm}^{-1}$ et $1,56 \text{cm}^{-1}$ (fig. 2).

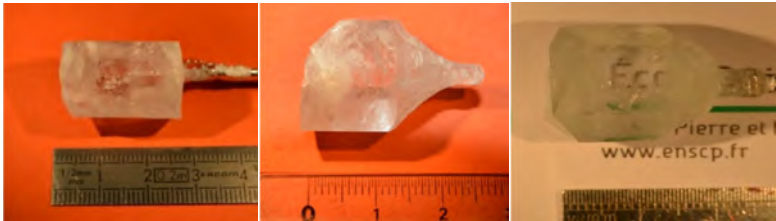


Fig. 1: Cristaux de YAB synthétisés sous flux La2O3-B2O3-LiF-KF

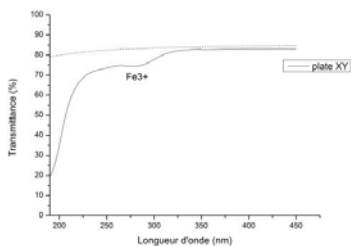


Fig. 2: Courbe de transmittance d'une plaque de YAB orientée selon (001)

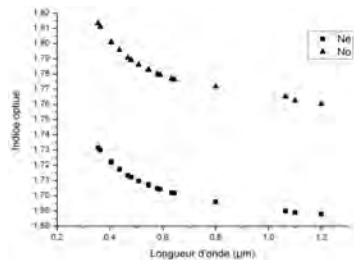
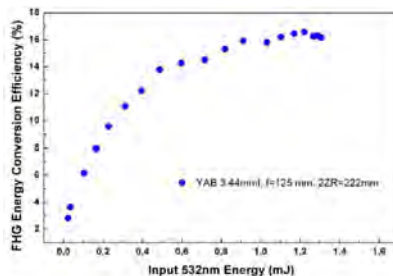


Fig. 3 : Indice optique du YAB

Un prisme de 59° a été taillé et les indices optiques n_o et n_e ont pu être mesurée dans les domaines UV-visible et proche infrarouge (fig. 3). Des observations en ombroscopie montrent que les échantillons contiennent des stries de croissance mais des macles de tailles micrométriques sont également présentes. Des échantillons taillés en accord de phase pour la GSH de type I ($532 \rightarrow 266\text{nm}$, $\theta=66.2^\circ$, $\phi=0$) ont permis d'obtenir une efficacité de conversion de 16.6% en utilisant une source micro-laser Q-switched de forte brillance (fig. 4).

Fig. 4: Rendement de conversion $532 \rightarrow 266\text{nm}$ d'un cristal de YAB

- [1] D. Rytz, A. Gross, S. Vernay and V. Wesemann: in 'Solid state lasers and amplifiers III', (ed. J. A. Terry et al), Vol. 6998, 99814; 2008, Bellingham, WA, SPIE.
- [2] X. Yu et al, Journal of Crystal Growth , 312, 3029-3033 (2010)
- [3] J. Yu et al, Journal of Crystal Growth, 341, 61-65 (2012)
- [3] H. Liu et al, Materials Research Innovations, 15, 102-106 (2011)

STABILITE THERMIQUE DES DOMAINES FERROELECTRIQUES PERIODIQUES DES LAMES CRISTALLINES DE $K_{1-x}Rb_xTiOPO_4$

Gustav Lindgren¹, Alexandra Peña^{2,3}, Carlota Canalias¹, Andrius Zukauskas¹, Charlotte Liljestrand¹, Bertrand Ménaert^{2,3}, Benoît Boulanger^{2,3}

¹ Department of Applied Physics, Royal Institute of Technology, Roslagstullsbacken 21, 10691 Stockholm, Sweden

² Univ. Grenoble Alpes, Inst NEEL, F-38042 Grenoble, France

³ CNRS, Inst NEEL, F-38042 Grenoble, France

alexandra.pena@neel.cnrs.fr

RESUME

La stabilité thermique des domaines ferroélectriques périodiquement alternés, créés en appliquant un fort champ électrique, dans des cristaux de $KTiOPO_4$ dopés avec du Rb a été étudiée par microscopie optique et par microscopie à force atomique. Ces deux techniques ont permis de visualiser que le mouvement des parois de domaines ferroélectriques est thermiquement activé à des températures supérieures à 700 °C et qu'il dépend de la taille du pas de réseau et de la qualité de la structuration périodique. La vitesse de mouvement des parois des domaines est plus grande quand on diminue la taille de pas de réseau et quand la taille du pas de réseau n'est pas régulière dans l'échantillon.

MOTS-CLEFS : $KTiOPO_4$; domaines ferroélectriques ; traitement thermique

1. INTRODUCTION

$KTiOPO_4$ (KTP) est un des meilleurs cristaux ferroélectriques pour l'obtention de la conversion de fréquence par Quasi Accord de Phase (QAP). La technique la plus utilisée pour inverser périodiquement la polarisation spontanée, condition nécessaire pour l'obtention du QAP, est la technique de l'*Electric Field Poling* [1]. La performance optique des dispositifs de QAP dépend fortement de l'homogénéité de la structuration périodique, laquelle est loin d'être bien contrôlée dans des cristaux de KTP. La cause principale de ce manque de contrôle est due à des inhomogénéités de la stœchiométrie et une conductivité ionique élevée. Les cristaux massifs de KTP dopés avec du Rb (RKTP) présentent une meilleure stœchiométrie et une conductivité ionique plus faible. De ce fait il a été possible de préparer des cristaux de *Periodically Poled-RKTP* (PP-RKTP) d'une épaisseur de 5 mm, selon la direction de la polarisation spontanée, avec un pas de réseau de 38.86 μm et avec une homogénéité exceptionnelle qui a permis d'excellentes performances au sein d'Oscillateurs Paramétriques Optiques (OPO) [2]. Le procédé *electric field poling* appliqué à des cristaux de RKTP épais et avec des petits pas de réseau ($< 10 \mu\text{m}$) est toujours un défi qui ne peut être surmonté que directement par croissance, en solution à haute température, à partir de lames fines de PPRKTP [3]. Néanmoins la réussite de cette croissance va dépendre de la stabilité thermique des lames fines de PPRKTP et des cinétiques de croissance relatives entre les domaines c+ et c-.

2. METHODES EXPERIMENTALES

Plusieurs lames de PPRKTP, avec différents pas de réseau (36.4 μm , 9 μm , 5 μm , 2 μm et 0.65 μm) et présentant différentes homogénéités de la structuration périodique ont subi différents traitements thermiques. Le but était de tester leur stabilité dans les conditions de croissance cristallines en solution à haute température.

Toutes les lames ont suivi, avant le traitement thermique, un attaque chimique sélective (KOH:KPO₃=1.82 :1 @ 100 °C pendant moins d'une minute), qui permet de révéler la qualité de la structuration périodique des domaines ferroélectriques via un microscope optique. Cinq échantillons

avec le même pas de réseau ($9\ \mu\text{m}$) ont été placés dans un four à moufle et ont suivi le même cycle de rampe de température avec différentes températures cibles finales ($500\ ^\circ\text{C}$, $600\ ^\circ\text{C}$, $730\ ^\circ\text{C}$, $800\ ^\circ\text{C}$ et $900\ ^\circ\text{C}$). Les échantillons sont restés à ces températures pendant environ 4,5 heures avant de revenir à température ambiante. Cinq autres échantillons, avec aussi le même pas de réseau ($9\ \mu\text{m}$) ont été portés à une température finale de $730\ ^\circ\text{C}$ et sont restés à cette température pendant des durées allant de 4,5 h jusqu'à 24 h. Quatre échantillons avec des pas de réseau différents ($36,4\ \mu\text{m}$, $9\ \mu\text{m}$, $5\ \mu\text{m}$ et $2\ \mu\text{m}$) ont subi le même traitement thermique ($730\ ^\circ\text{C}$ pendant 4,5 h) et un échantillon présentant 3 zones de structuration périodique de différentes qualités ont aussi suivi ce dernier traitement thermique.

3. RESULTATS

Les observations réalisées après traitement thermique ont permis la visualisation du mouvement des parois des domaines (Fig. 1a). Le rétrécissement selon la direction cristallographique [010] est beaucoup plus grand que selon la direction [100]. Ce rétrécissement est beaucoup plus important dans les échantillons ayant un pas de réseau plus petit (Fig. 1b). La stabilité thermique est meilleure dans des échantillons avec une structuration périodique plus homogène.

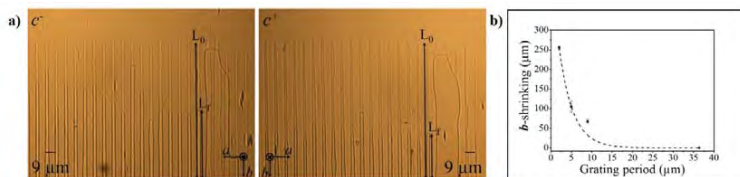


Fig. 1 : a) Images des faces initiales c^- et c^+ d'un échantillon de PPRKTP avec un pas de réseau de $9\ \mu\text{m}$ et qui a suivi un traitement thermique ($730\ ^\circ\text{C}$ pendant 4,5 h). L_0 c'est la longueur initiale des domaines selon [010] et L_f est la longueur après le traitement thermique. b) Rétrécissement selon [010] dans la face initial c^- des échantillons de PPRKTP de différents pas de réseau ($2\ \mu\text{m}$, $5\ \mu\text{m}$, $9\ \mu\text{m}$ et $36,4\ \mu\text{m}$) qui ont suivi le même traitement thermique ($730\ ^\circ\text{C}$ pendant 4,5 h).

4. CONCLUSIONS

Au cours de ce travail, nous avons étudié la stabilité thermique de domaines ferroélectriques périodiquement structurés de lames de PPRKTP en fonction du traitement thermique, de la taille du pas de réseau et de l'homogénéité de la structuration périodique. Lorsque la température est inférieure à $730\ ^\circ\text{C}$, rien ne change, par contre les domaines sont complètement effacés à des températures proches à $900\ ^\circ\text{C}$, c'est à dire proche de la température de Curie du KTP [4]. Le mouvement des domaines est amplifié dans des échantillons présentant un pas de réseau plus petit et dont l'homogénéité est mauvaise.

RÉFÉRENCES

- [1] H. Karlsson and F. Laurell, "Electric field poling of flux grown KTiOPO_4 ," Appl. Phys. Lett., vol. 71, pp. 3474-3476, 1997.
- [2] A. Zukauskas, N. Thilmann, V. Pasiskevicius, F. Laurell and C. Canalias, "5 mm thick periodically poled Rb-doped KTP for high energy optical parametric frequency conversion," Opt. Mater. Express., vol. 1, pp. 201-206, 2011.
- [3] A. Peña, B. Ménaert, B. Boulanger, F. Laurell, C. Canalias, V. Pasiskevicius, P. Segonds, C. Félix, J. Debray and S. Pairis, "Template-growth of periodically domain-structured KTiOPO_4 ," Opt. Mater. Express., vol. 1, pp. 185-191, 2011.
- [4] G. Marnier, B. Boulanger, and B. Ménaert, "Ferroelectric transition and melting temperatures of new compounds: CsTiOAsO_4 and $\text{Cs}_x\text{M}_{1-x}\text{TiOAs}_3\text{P}_{1-y}\text{O}_4$ with M identical to K or Rb," J. Phys. Condensed Matter, vol. 1, pp. 5509-5513, 1989.

OSCILLATEUR PARAMETRIQUE OPTIQUE EN GUIDES D'ONDES ALGaAs/AlOx

Cécile Ozanam¹, Alok Bharti¹, Xavier Lafosse², Ivan Favero¹, Sara Ducci¹, Giuseppe Leo¹

¹ Laboratoire MPQ, Université Paris Diderot, CNRS-UMR 7162, Case courrier 7021, 75205 Paris Cedex 13, France

² Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS-UPR 20, Route de Nozay, 91460 Marcoussis

giuseppe.leo@univ-paris-diderot.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la réalisation expérimentale du premier oscillateur paramétrique optique (OPO) intégré en semiconducteur dans le proche infrarouge. La cavité doublement résonante est formée d'un guide d'onde multi-structuré en AlGaAs/AlOx et de deux miroirs de Bragg dichroïques. A la dégénérescence située autour de 2 μm , nous mesurons un seuil d'oscillation de 210 mW. En vue de l'amélioration de ce dispositif, qui constitue un maillon essentiel de la quête vers un OPO intégré, une nouvelle géométrie de cavité a été caractérisée, les résultats préliminaires montrant une diminution de ce seuil d'oscillation en deçà de 200 mW.

MOTS-CLEFS : *oscillateur paramétrique optique ; guides d'ondes ; optique intégrée*

1. INTRODUCTION

Un demi-siècle après la première démonstration d'un OPO par Giordmaine et Miller [1], la version sur puce et pompée électriquement de ce dispositif n'existe pas encore. Dans cette optique, le GaAs s'avère être un matériau particulièrement intéressant, dans la mesure où ce semiconducteur III-V possède un gap direct, une large fenêtre de transparence (de 0.9 à 17 μm), une susceptibilité quadratique importante ($\chi^{(2)} \sim 110 \text{ pm/V}$), une bonne conductivité thermique, et une maturité technologique avérée. À partir de ce matériau, nous avons donc fabriqué un OPO en guide d'onde émettant autour de 2 μm . Cet OPO pompé optiquement représente la première étape importante vers l'OPO pompé électriquement attendu par la communauté scientifique, et son développement peut avoir des retombées importantes en termes d'applications dans le proche et le moyen IR.

2. BIREFRINGENCE DE FORME ET CARACTERISATION OPTIQUE

Le dispositif que nous considérons ici est dessiné pour la conversion de fréquence descendante d'une pompe à 1064 nm vers un signal et un complémentaire avec une dégénérescence à 2128 nm. Pour compenser la dispersion du GaAs isotrope, nous utilisons la biréfringence de forme [2] : en insérant à une échelle sub-longueur d'onde des couches d'oxyde d'aluminium (AlOx) de faible indice optique dans le cœur guidant en GaAs, la symétrie du cristal est brisée, et le matériau devient artificiellement biréfringent pour les ondes considérées, nous permettant d'égaliser les indices des modes TM_{00} à λ_p , et TE_{00} à $\lambda_{s,c}$. Nous faisons croître l'hétérostructure ainsi calculée par épitaxie par jets moléculaires puis nous définissons les guides d'ondes par gravure chimique. Les couches d'AlOx sont finalement obtenues par oxydation latérale thermique humide de couches d' $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ [3].

La caractérisation optique de ces guides d'ondes permet de mesurer des pertes de propagation

des modes fondamentaux inférieures à 1 cm^{-1} à $\lambda_{s,c}$, et autour de 2 cm^{-1} à λ_p [4]. La réduction de ces pertes, principalement liées à l'étape d'oxydation, font l'objet d'un travail spécifique que nous ne décrirons pas ici.

3. CAVITE OPTIQUE ET OSCILLATION PARAMETRIQUE

Nous avons ensuite placé notre guide d'onde AlGaAs/AlOx dans une cavité doublement résonante (DROPO), meilleur compromis entre la stabilité du signal produit et un faible seuil d'oscillation. Pour cela, nous avons ajouté par dépôt assisté par ions (IAD) des miroirs de Bragg composés d'une alternance de couches de SiO₂ et TiO₂ sur les facettes de nos guides (cf. figure 1, gauche). Les deux miroirs symétriques présentent une réflectivité de 11% à λ_p et 90% à λ_s .

Sous le seuil d'oscillation, nous mesurons une efficacité normalisée de conversion de $1500 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$ [5]. Dans les cavités présentant les meilleurs miroirs, nous avons pu observer l'oscillation paramétrique, et mesurer une puissance de pompe au seuil $P_{p,th} = 210 \text{ mW}$ (figure 1, droite). Nous sommes cependant limités à $P_{p,max} = 230 \text{ mW}$, des dommages thermiques irréversibles ayant lieu pour des puissances de pompe supérieures à cette valeur.

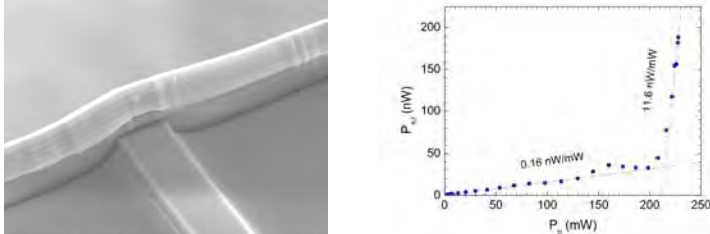


Fig. 1 : Gauche: Vue au microscope électronique à balayage d'une facette du guide après le dépôt de miroir. Droite : Puissance en sortie du DROPO en fonction de la puissance de pompe à la dégénérescence ($\lambda_p \approx 1068.5 \text{ nm}$, $\lambda_{s,j} \approx 2137 \text{ nm}$), montrant un seuil d'oscillation très clair à $P_p = 210 \text{ mW}$.

4. PERSPECTIVES : RESULTATS PRELIMINAIRES

Nos efforts se concentrent à présent sur l'amélioration du rapport $P_{p,max}/P_{p,th}$ afin d'augmenter la puissance disponible en sortie de l'OPO. Outre un travail sur la réduction des pertes de propagation, nous avons construit une cavité asymétrique, où le miroir de sortie réfléchit aussi la pompe, qui fait donc un aller-retour dans le guide d'onde. Cette configuration nous a permis, sur une première série de guides, d'obtenir l'oscillation paramétrique avec un seuil d'oscillation inférieur à 200 mW.

REFERENCES

- [1] J. Giordmaine and R. Miller, "Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO₃ at optical frequencies," *Phys. Rev. Lett.* **14**, 973–976 (1965).
- [2] A. Fiore, V. Berger, E. Rosencher, P. Bravetti, and J. Nagle, "Phase matching using an isotropic nonlinear optical material," *Nature* **391**, 463–466 (1998).
- [3] K. Choquette, K. Geib, C. Ashby, R. Twisten, O. Blum, H. Hou, D. Follstaedt, B. Hammons, D. Mathes, and R. Hull, "Advances in selective wet oxidation of AlGaAs alloys," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **3**, 916–926 (1997).
- [4] C. Ozanam, M. Savanier, L. Lanco, X. Lafosse, G. Almuneau, A. Andronico, I. Favero, S. Ducci, and G. Leo, "Toward an AlGaAs/AlOx near-infrared integrated optical parametric oscillator," *J. Opt. Soc. Am. B* **31**, 542–550 (2014).
- [5] M. Ravano, M. Le Dù, J.-P. Likforman, S. Ducci, V. Berger, G. Leo et X. Marcadet, *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 191110 (2007).

SOURCE PARAMETRIQUE POUR LA DETECTION LIDAR DIAL MULTI-ESPECES

Erwan Cadiou, Dominique Mammez, Myriam Raybaut*, Jean-Baptiste Dherbecourt, Guillaume Gorju, Jean-Michel Melkonian, Antoine Godard, Michel Lefebvre

ONERA, The French Aerospace Lab, BP 80100, 91123 Palaiseau Cedex (France)

[* myriam.raybaut@onera.fr](mailto:myriam.raybaut@onera.fr)

RÉSUMÉ

Nous décrivons une source de type oscillateur paramétrique optique NesCOPO amplifiée, de haute pureté spectrale, émettant plus de 17 mJ à 30 Hz, et accordable dans la gamme 1,89-2,3 μ m, permettant de sonder les raies d'absorption des trois principaux gaz à effet de serre (vapeur d'eau, dioxyde de carbone, méthane). La source sera décrite en détail et son potentiel d'utilisation pour les applications Lidar spatiaux présenté.

MOTS-CLEFS : *OPO, Spectroscopie, Lidar Infrarouge*

1. INTRODUCTION

A l'heure actuelle, dans le contexte de possibles prochaines missions spatiales lidar (MERLIN, MICROCARB, EXCALIBUR, ASCENDS,...) destinées à la mesure intégrée des concentrations de la vapeur d'eau, de CO₂ ou CH₄ dans les basses couches de l'atmosphère, en vue d'alimenter les modèles de cinétique de l'atmosphère, la stratégie de mesure repose sur la comparaison de la transmission optique de l'atmosphère pour deux longueurs d'onde d'excitation (mesure colonne par LIDAR DIAL).

Une des longueurs d'onde émise par le Lidar est choisie en coïncidence avec une raie d'absorption du gaz à détecter ; la seconde est choisie hors absorption pour normaliser la mesure. Pour que ce type d'approches atteigne la précision souhaitée sur la mesure de concentration, il faut que la source laser qui émet les deux longueurs d'onde, satisfasse à des conditions très fortes au niveau de la qualité spectrale du rayonnement produit : grande pureté spectrale, stabilité de fréquence de l'ordre de 1 MHz rms sur quelques dizaines de secondes en régime nanoseconde [1].

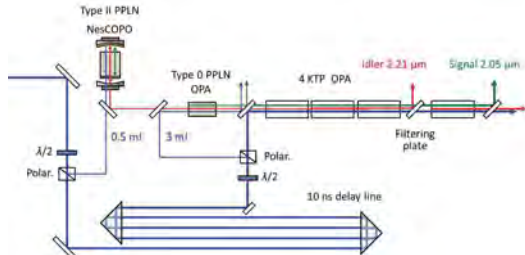
A ce jour, diverses solutions ont été proposées, basées sur des lasers émettant directement à 2 μ m ou bien des oscillateurs paramétriques optiques, afin de sonder les raies d'absorption de ces espèces dans les gammes 1,6 μ m ou bien 2 μ m, permettant de sonder ces espèces avec la précision voulue, sans souffrir d'interférences avec les raies d'absorption des autres espèces atmosphériques [1]. Ces solutions reposent, pour obtenir un rayonnement de grande pureté spectrale, sur l'injection du rayonnement émis par des injecteurs supplémentaires, ce qui complexifie les systèmes et réduit leur capacité d'accord en longueur d'onde [2-4]. Nous présentons ici la première source pour émetteur Lidar permettant d'atteindre les raies d'absorption d'intérêt de ces trois espèces pour la mesure depuis l'espace, avec une source unique.

2. L'ÉMETTEUR LIDAR

L'émetteur Lidar (Fig.1) est composé d'un laser de pompe mono-fréquence nanoseconde, émettant des impulsions de 100mJ à 30Hz, pompant :

- Un oscillateur paramétrique optique de type NesCOPO, permettant d'obtenir un rayonnement mono-fréquence largement accordable dans la gamme 1,89-2,3 μ m ;
- Des étages amplificateurs à base d'un cristal de PPLN puis de plusieurs étages des KTP [5].

Les énergies émises sont supérieures à 17 mJ (Fig 1), en coïncidence avec les raies d'absorption désirées (Fig 2).



Espèce	Longueur d'onde (nm)	Energie émise (mJ)
CO ₂	2050.97	20
H ₂ O	2056.64	20
CH ₄	2.29 μm	17

Fig. 1 : Schéma de la source et énergies émises pour les différentes longueurs d'onde d'intérêt.

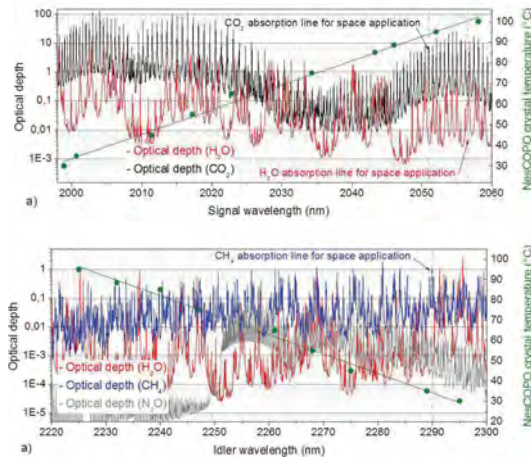


Fig. 2 : Accord en longueur d'onde du NesCOPO amplifié et raies d'absorption des espèces d'intérêt.

CONCLUSION

L'émetteur NesCOPO amplifié permet d'adresser les différentes espèces d'intérêt avec une source unique, et les énergies obtenues sont supérieures à 17 mJ. Les perspectives de ce travail sont la stabilisation active de la source et sa mise en œuvre pour des mesures DIAL des espèces d'intérêt.

RÉFÉRENCES

- [1] G. Ehret, C. Kiemle, M. Wirth, A. Amediek, A. Fix, and S. Houweling, *Appl. Phys. B* 90, 593, 2008.
- [2] G. J. Koch, J. Y. Beyon, F. Gibert, B. W. Barnes, S. Ismail, M. Petros, P. J. Petzar, J. Yu, E. A. Modlin, K. J. Davis, and U. N. Singh, *Appl. Opt.* 47, 944, 2008.
- [3] F. Gibert, P. H. Flamant, D. Bruneau, and C. Loth, *Appl. Opt.* 45, 4448, 2006.
- [4] A. Fix, C. Büdenbender, M. Wirth, M. Quatrevalet, A. Amediek, C. Kiemle, and G. Ehret, *Proc. SPIE* 8182, 818206, 2011.
- [5] J. Barrientos-Barria, D. Mammez, E. Cadiou, J.B. Dherbecourt, M. Raybaut, T. Schmid, A. Bresson, J.M. Melkonian, A. Godard, J. Pelon, M. Lefebvre, *Optics Letters* Vol 39, N°23, 6719-6722, 2014.

Réunion/Bilan JNCO/CMDO+

R. Moncorge
CIMAP-ENSICAEN, 6 Blvd Maeéchal Juin, 14050 Caen, France
richard.moncorge@ensicaen.fr

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 Francois 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.

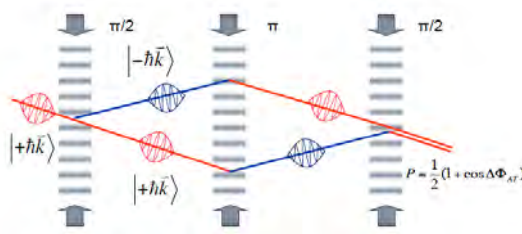


Fig. 1 : Principe d'un interféromètre atomique

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.

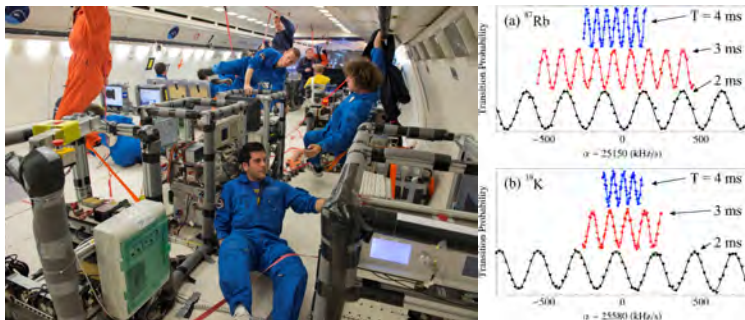


Fig. 2 : Droite : membres de l'équipe ICE pendant les vols paraboliques. Gauche : Franges d'interférences des deux interféromètres atomiques.

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. Bouchendir, *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.

TIRAGE DE SAPHIRS DOPES TITANE DE GRAND DIAMETRE PAR PROCEDE KYROPOULOS

**Gourav Sen¹, Guillaume Alombert-Goget², Cyril Pezzani³, Nicolas Barthalay³,
Thierry Duffar¹, Kheirreddine Lebbou²**

¹ SIMAP-EPM, UMR 5266 CNRS, 38402 Saint Martin d'Hères, France

² Institut Lumière Matière, Université Lyon 1—UMR 5306 CNRS, 69622 Villeurbanne, France

³ RSA le rubis SA, BP 16, 38560 Jarrie/Grenoble, France

gourav.sen@simap.grenoble-inp.fr

RÉSUMÉ

Des monocristaux de saphir dopés titane de grandes dimensions (> 100 mm de diamètre) ont été tirés par le procédé Kyropoulos pour l'amplification optique. Le contrôle et l'optimisation des conditions de croissances (puissance de chauffage, vitesse de tirage, atmosphère) ont été étudiés afin d'obtenir des cristaux de grande qualité optique. Des essais de tirage sous atmosphère hydrogénée ont été menés pour obtenir une forte proportion de Ti³⁺ dans le saphir. Une plus grande maîtrise du tirage a été obtenue par la mise en œuvre d'une automatisation du four de croissance. Ce qui permet aujourd'hui une plus grande reproductibilité et une amélioration de la qualité.

MOTS-CLEFS : *saphir dopé Ti, monocristal de grande taille, technique Kyropoulos*

1. INTRODUCTION

Les excellentes propriétés mécaniques, thermiques, optiques du saphir dopé titane (Ti-Al₂O₃) permettent le développement de systèmes laser de haute puissance [1]. Le saphir dopé titane présente une grande largeur de bande d'émission qui autorise une très large accordabilité d'un laser en longueur d'onde allant d'environ 660 à 1180 nm, et la production de courtes impulsions au-dessous de 10 fs [2,3]. Des lasers petawatt ont déjà été réalisés en utilisant des cristaux de saphir titane de grand diamètre [4]. Ces résultats et ceux à venir, exigent nécessairement d'augmenter continuellement les tailles des cristaux tout en conservant une ultra-haute qualité (absence de tout défaut) avec des concentrations relativement élevées en dopants. L'accent a donc été mis sur le développement et l'amélioration des technologies de croissance cristalline afin de produire ses cristaux de grande taille présentant de haute qualité optique [5-6].

Dans cette étude, nous avons réussi à croître des cristaux de saphir dopés Ti de grandes dimensions (> 100 mm de diamètre) par le procédé Kyropoulos. Afin d'obtenir des cristaux de grandes qualités, différents essais ont été réalisés. Nous avons mis en place un contrôle automatique des paramètres de croissance afin d'obtenir une meilleure maîtrise du tirage. Nous avons testé l'effet d'une atmosphère de croissance hydrogénée afin de d'obtenir la plus grande proportion de Ti en valence III.

2. ETUDE DE L'AUTOMATISATION DU FOUR DE CROISSANCE KYROPOULOS POUR LE TIRAGE DE SAPHIRS

Le contrôle de la croissance cristalline est primordial pour obtenir un lingot de bonne dimension contenant peu de défauts. Le contrôle des différents paramètres pendant la croissance s'est donc avéré primordiale pour obtenir des lingots de grande taille de grande qualité. Ainsi nous avons mis en place un contrôle automatique et un asservissement de la vitesse de tirage et de la puissance de l'inducteur. La figure 1 permet d'illustrer les améliorations évidentes obtenues sur la forme des

lingots. De plus la mise en place de cette automatisation permet une meilleure reproductibilité des tirages.



Figure 1 : lingots de saphir dopés titane obtenus par le procédé Kyrououlos. En A) lingot obtenu par un control manuel des paramètres de croissance, en B) un lingot obtenu avec notre control automatisé.

3. L'EFFET D'UNE ATMOSPHERE DE CROISSANCE HYDROGENE

Le critère le plus courant permettant d'évaluer le potentiel pour les applications laser d'un saphir dopé titane est le rapport entre ses coefficients d'absorption à 532 nm et à 800 nm. Ce rapport pour les saphirs dopés titane est donc nommé « Figure Of Merit » FOM.

La valence du titane incorporé dans le saphir est une donnée primordiale. En effet, le rapport de concentration entre le Ti^{3+} et le Ti^{4+} présent dans le cristal influence directement les coefficients d'absorption à 532 nm et 800 nm et donc le FOM.

Ainsi, nous avons réalisé différents essais de tirage sous atmosphère réductrice en incorporant de l'hydrogène dans l'atmosphère de tirage, afin d'obtenir la plus grande proportion de Ti^{3+} au final dans le saphir. Nous avons observé par cette opération un effet important sur la valence du titane incorporé, et donc une augmentation de la proportion de Ti^{3+} .

Toutefois, nous avons remarqué en luminescence des inhomogénéités importantes de la répartition du Ti^{4+} dans les lingots. Nous attribuons actuellement cette répartition inhomogène à des difficultés pour contrôler précisément la proportion d'hydrogène dans le four de croissance en cours de tirage.

4. CONCLUSIONS

Nous avons réalisé des saphirs dopés titane de grandes dimensions (> 100 mm de diamètre) tirés par le procédé Kyrououlos. Dans le but d'augmenter leur qualité, différentes études ont été menées. L'automatisation de la régulation des paramètres de croissance a permis d'atteindre une grande maîtrise de la forme des lingots. Les tirages de saphir sous atmosphère réductrice a certes induit des homogénéités dans la répartition du Ti^{4+} , mais a permis d'augmenter le rapport Ti^{3+}/Ti^{4+} et ainsi une augmentation du FOM.

5. REFERENCES

- [1] R.C. Powell, J.L. Caslavsky, Z. Alshaiab, John M. Bowen, "Growth, characterization, and optical spectroscopy of $Al_2O_3:Ti^{3+}$ " J. Appl. Phys. vol 58, pp. 2331-2336, 1985.
- [2] K.F. Wall, A. Sanchez, "Titanium Sapphire Lasers" LINCOLN Lab. J., vol. 3, pp. 447-462, 1990.
- [3] D.E. Spence, P.N. Kean, W. Sibbett, "60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser" Opt. Lett. vol. 16, pp. 42-44, 1991.
- [4] D.B. Joyce, F. Schmid, "Progress in the growth of large scale Ti:sapphire crystals by the heat exchanger method (HEM) for petawatt class lasers" J. Cryst. Growth vol 312, pp. 1138-1141, 2010.
- [5] A.Nehari, A.Brenier, G.Panzer, K.lebbou, J.Godfroy, S.Labor, H.Legal, G.Chériaux, J.P.Chambaret, T.Duffar, R.Moncorgé "Ti-doped sapphire (Al_2O_3) single crystals grown by kyrououlos technique and optical characterizations" Crystal growth & design vol 11, pp. 445-448 (2011)
- [6] G. Alombert-Goget, K. Lebbou, N. Barthalay, H. Legal, G. Chériaux, "Large Ti-doped sapphire bulk crystal for high power laser applications" Optical Materials vol 36, pp. 2004-2006 (2014).

**CROISSANCE ET CARACTÉRISATION DES PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DE
MONOCRISTAUX DE Li_2MoO_4 UTILISÉS COMME CŒUR DE BOLOMÈTRES
SCINTILLANTS EN SPECTROSCOPIE DE NEUTRONS RAPIDES ET RECHERCHE DE
DÉCROISSANCE $0\nu 2\beta$**

**Matias Velázquez¹, Pierre de Marcillac², Andrea Giuliani², Pia Loaiza³, Philippe Veber¹,
Rodolphe Decourt¹ et Oudomsack Viraphong¹**

¹ CNRS, Université de Bordeaux, ICMCB, UPR 9048, 87 avenue du Dr. A. Schweitzer, 33608 Pessac cedex, France

² Centre de Sciences Nucléaires et de Sciences de la Matière, CSNSM, UMR 8609, CNRS-Université d'Orsay, Bât. 108, 91405 Orsay Campus, France

³ Laboratoire Souterrain de Modane, CEA-CNRS, 1125 route de Bardonnèche, 73500 Modane, France

velazquez@icmcb-bordeaux.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons la cristallogenèse de Li_2MoO_4 massifs par la méthode de Czochralski, développés en vue d'application à la détection des événements rares en physique des particules. Les cristaux obtenus ont été caractérisés par spectroscopie visible, proche infrarouge et FTIR, analyses GDMS et spectroscopie gamma, diffraction des rayons X sur poudre en fonction de la température. La radiopureté (^{238}U , ^{232}Th et ^{40}K , notamment), meilleure de plusieurs ordres de grandeur par rapport à ceux de masse voisine élaborés dans un laboratoire étranger, a ainsi pu être établie. Les mesures de chaleur spécifique révèlent une température de Debye plus élevée dans ces cristaux que dans ceux de ZnMoO_4 ou de TeO_2 , ce qui est encourageant en vue d'un fonctionnement en bolométrie aux températures cryogéniques. Enfin, les premières mesures de bruit de fond radioactif ainsi qu'un diagramme de discrimination chaleur-lumière seront présentés.

MOTS-CLEFS : Li_2MoO_4 ; méthode Czochralski ; bolométrie cryogénique à chaleur-scintillation ;

Les détecteurs bolométriques cryogéniques à chaleur-scintillation (BCCS) sont des dispositifs à double lecture, à faible seuil de détection et haute sensibilité, qui mesurent simultanément la chaleur et la lumière générées par une particule ou une relaxation dans un cristal [1]. Ces détecteurs sont développés pour la détection directe de la matière noire [2], la recherche de décroissances double bêta sans neutrinos ($0\nu 2\beta$), la spectroscopie de neutrons rapides, la mesure de décroissances radioactives extrêmement longues, entre autres événements rares. Un bolomètre consiste en un "absorbeur" cristallin fortement couplé à un thermomètre, les deux faiblement couplés à un puits thermique maintenu à 10-30 mK. La décroissance $0\nu 2\beta$ est une transition nucléaire rare qui joue un rôle unique pour tester la règle de conservation du nombre leptonique et pour la compréhension des propriétés fondamentales du neutrino [3]. Comme le nombre leptonique total change de deux unités au cours d'une telle décroissance, qui émet deux électrons dans le cristal, cette transition est interdite dans le Modèle Standard, mais s'avère par contre envisageable dans plusieurs extensions de cette théorie, qui expliquent naturellement la petitesse de la masse du neutrino. Une observation de ce processus rarissime établirait que les neutrinos sont des particules de Majorana, c-à-d les seuls fermions qui coïncident avec leur propre antiparticule, ce qui reviendrait à découvrir un nouveau

type de matière. Compte tenu du temps de vie extrêmement long d'une décroissance $0\nu 2\beta$ ($>10^{25}$ ans), sa détection requiert une très grande source, contenant des dizaines à centaines de kg de l'isotope pertinent. Les traits caractéristiques de ces détecteurs doivent donc être une résolution en énergie élevée et une grande efficacité, ainsi qu'un bruit de fond aussi faible que possible. Le choix de l'isotope à étudier s'avère également crucial. Le ^{100}Mo a été choisi parmi des dizaines de candidats pour son énergie de transition élevée ($Q=3034.4$ keV), son abondance isotopique naturelle raisonnable ($\delta=9.82$ %), et d'autres prédictions théoriques favorables [4]. Enfin, l'enrichissement isotopique en ^{100}Mo doit pouvoir se faire à un coût et une vitesse de production raisonnables [3]. Cette affiche présentera nos premiers résultats de croissance de Li_2MoO_4 de plus de 100 g. Cette composition, longtemps utilisée comme solvant dans la croissance en flux d'oxydes réfractaires, présente de nombreux avantages par rapport à d'autres cristaux molybdates scintillants : sa plus forte concentration en Mo (55% en poids), l'absence d'isotopes naturels à longue durée de vie radioactive (comme les émetteurs β tels que le ^{210}Pb et le ^{113}Cd , ou les émetteurs 2β tels que le ^{48}Ca et ^{116}Cd), sa fusion congruente et basse qui simplifie l'élaboration de cristaux massifs et la présence de ^6Li pour la spectroscopie des neutrons rapides. En effet, ce dernier isotope présente une section efficace de capture élevée des neutrons d'énergie comprise entre 10 et 100 keV.

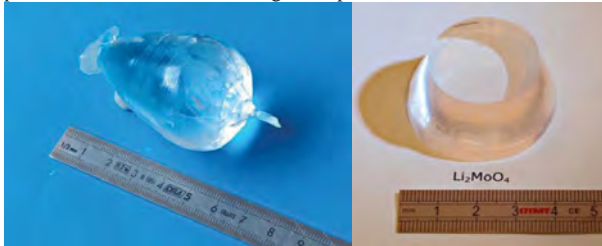


Fig. 1 : Monocristal de Li_2MoO_4 obtenu par croissance Czochralski.

Les cristaux ont été caractérisés par spectroscopie visible, proche infrarouge et FTIR, pour étudier leur transparence, analyses GDMS et spectroscopie gamma, pour vérifier leur radiopureté, diffraction des rayons X sur poudre en fonction de la température, pour déterminer l'expansion thermique des paramètres de maille. Nous avons ainsi pu établir que nos cristaux sont plus radiopurs que ceux de masse voisine élaborés dans un laboratoire étranger, de plusieurs ordres de grandeur sur les teneurs en ^{238}U , ^{232}Th et ^{40}K . Les mesures de chaleur spécifique révèlent une température de Debye plus élevée dans ces cristaux que dans ceux de ZnMoO_4 ou de TeO_2 , ce qui est encourageant en vue d'un fonctionnement en BCCS. Enfin, nous présenterons les premières mesures de bruit de fond radioactif ainsi qu'un diagramme de discrimination chaleur-lumière.

RÉFÉRENCES

- [1] H. Kraus *et al.*, 2010, PoS(IDM2010) 109.
- [2] N. Jarosik *et al.*, The Astrophysical Journal Suppl. Ser., 2011, 192:14, 15 pp.
- [3] A. Giuliani and A. Poves, Neutrinoless double-beta decay, Adv. High En. Phys. 2012 (2012) 857016.
- [4] G.L. Fogli *et al.*, Observables sensitive to absolute neutrino masses: A reappraisal after WMAP 3-year and first MINOS results, Phys. Rev. D 75 (2007) 053001.

CROISSANCE EN SOLUTION ET CARACTÉRISATION DES PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DES MONOCRISTAUX $Y_{1.866}Eu_{0.134}O_3$ ET $Lu_{1.56}Gd_{0.41}Eu_{0.03}O_3$

Philippe Veber¹, Matias Velazquez¹, Paul-Antoine Douissard², Thierry Martin², Olivier Plantevin³, Rekia Belhoucif^{4,5}

¹ CNRS, Université de Bordeaux, ICMCB, 87 avenue du Dr. A. Schweitzer, 33608 Pessac cedex, France

² European Synchrotron Radiation Facility, Instrumentation Services and Development Division, Detector Unit, 71 avenue des Martyrs, 38000 Grenoble

³ CSNSM UMR 8609, CNRS-Université d'Orsay, Bât. 108, 91405 Orsay Campus, France

⁴ Faculté de Physique, Laboratoire d'Électronique Quantique, USTHB, BP 32 El alia, 16111 Bab Ezzouar, Alger, Algeria

⁵ Faculté des Sciences, Département de Physique, UMBB, Boumerdes, Algeria

paul_antoine.douissard@esrf.fr

RÉSUMÉ

Des monocristaux de $(Lu,Gd)_2O_3:Eu$ et $(Y,Eu)_2O_3$ ont été obtenus par croissance en solution entre 1230 et 1100°C. Le procédé de croissance utilisé est décrit dans cet article. Le cristal de $(Lu,Gd)_2O_3:Eu$ présente un intérêt important pour l'imagerie à rayons X et ses propriétés spectroscopiques et de scintillation sont étudiées plus en détail. Le comportement magnétique est également établi par des mesures de susceptibilité magnétique entre 4.2 et 354 K.

MOTS-CLEFS : *monocristal ; croissance en flux ; spectroscopie optique ; scintillation ; imagerie à rayons X*

1. INTRODUCTION

Le cristal de $(Lu,Gd)_2O_3:Eu$ présente un intérêt pour l'imagerie à rayons X [1,2]. En effet, ce cristal possède une densité très élevée (proche de 9.4 g/cm³). C'est pourquoi ses propriétés de luminescence ont été étudiées. La croissance en solution des cristaux de $(Lu,Gd)_2O_3:Eu$ et $(Y,Eu)_2O_3$ a été réalisée avec succès à l'aide d'un solvant à base de Li_2CO_3 , de sesquioxyde de terre rare (SOTR, TR=Lu, Gd, Eu, Y) et de H_3BO_3 . L'orientation des différentes faces des cristaux ont été obtenues par la méthode de Laue. Le rendement de luminescence du cristal, mesuré à une énergie de 8 keV, s'avère être 2 à 3 fois supérieur à celui d'un monocristal de YAG:Ce utilisé comme référence. Le spectre de radioluminescence montre que le pic d'émission principal se situe à 612 nm. La transmission à cette longueur d'onde est proche de 80 %, la lumière produite par luminescence sera donc peu réabsorbée dans le cristal. L'afterglow a été mesuré à 8 keV dans une gamme dynamique de 14 bits. Après 100 ms, une dynamique de ~13 bits est atteinte. $(Lu,Gd)_2O_3:Eu$ cristallin présente un afterglow diminué de plus d'un ordre de grandeur par rapport à son homologue sous forme céramique dans les mêmes conditions de mesure.

2. MATÉRIEL ET MÉTHODE

Le soluté de formule $(Lu_{0.475}Gd_{0.475}Eu_{0.05})_2O_3$ a été préparé en faisant réagir et en mélangeant mécaniquement une quantité stœchiométrique de poudres de Lu_2O_3 , Gd_2O_3 et Eu_2O_3 . Le solvant de composition $Li_6(Lu_{0.475}Gd_{0.475}Eu_{0.05})(BO_3)_3$ a été synthétisé en broyant et en mélangeant mécaniquement des quantités stœchiométriques de poudres de Li_2CO_3 , H_3BO_3 , Lu_2O_3 , Gd_2O_3 et Eu_2O_3 , en chauffant le mélange à 450 °C sous air pendant 12 h puis à 750 °C pendant 12 h. Enfin,

une charge de 124.978 g de solvant, 30.792 g de soluté est mélangée et broyée. La charge est ensuite fondue à 1225 °C dans un creuset en platine. La croissance est initiée sur une spatule en platine immergée dans le bain fondu, puis menée à une vitesse de refroidissement de -0.2 °C/h entre 1225 °C et 1130 °C. A cette température, la spatule est retirée du bain puis refroidie. Concernant la croissance de (Y,Eu)₂O₃, un procédé très similaire à celui décrit en [3] a été suivi. Les cristaux obtenus ont été ensuite analysés par microsonde de Castaing pour déterminer les concentrations en différents éléments et notamment le Gd et Eu. La transmission optique sur des lames à faces parallèles de Lu_{1,56}Gd_{0,41}Eu_{0,03}O₃ a été mesurée de 200 à 3000 nm avec un spectrophotomètre Cary 5000-UV-vis-NIR, et les spectres d'absorption calibrés en section efficace avec une épaisseur de 360 µm et les concentrations en ions Eu³⁺ déterminées en EPMA. Les spectres d'émission à l'ambiante ont été enregistrés avec un Fluorolog 3 Horiba-Jobin Yvon et un détecteur InGaAs. Un indice de réfraction moyen de 1.9 pour les deux cristaux a été utilisé pour calibrer les spectres par la méthode de Fuchtbauer-Ladenburg. La susceptibilité magnétique de Lu_{1,56}Gd_{0,41}Eu_{0,03}O₃ monocristallin a été caractérisée à l'aide d'un Quantum Design SQUID MPMS XL entre 4.2 et 354 K sous un champ magnétique appliqué de 10 mT.



Fig. 1 : monocristal (~0.5 cm³) de (Lu,Gd,Eu)₂O₃ après croissance en solution

Le rendement de luminescence a été mesuré avec un détecteur 2D haute résolution composé d'une optique de microscope (objectif 2x), d'un miroir de renvoi d'angle et d'une caméra PCO Sensicam SVGA. Ce détecteur offre un champ de vue de 3.4 mm × 3.4 mm et une résolution spatiale de ~6 µm. Le spectre de radioluminescence est obtenu à l'aide d'un monochromateur CP140 (Jobin-Yvon) couplé à une caméra PCO sensicam 1600. Enfin, l'afterglow est mesuré avec un photomultiplicateur 2020Q couplé à un amplificateur SR445 (Stanford Research). Un compteur SR400 (Stanford Research) est utilisé pour compter les photons dans une fenêtre temporelle de 4 ms. Pour toutes ces mesures sous rayons X, la raie K_α du cuivre à 8 keV est exploitée.

3. RÉSULTATS

Dans le cristal de Lu_{2-x-y}Gd_xEu_yO₃, nous avons mesuré $x=0.41$ (~5.69 10²¹ Gd/cm³) et $y=0.03$ (~4.16 10²⁰ Eu/cm³), alors que dans le cristal de Y_{2-x}Eu_xO₃ nous avons trouvé $x=0.134$ (~1.79 10²¹ Eu/cm³). La section efficace d'émission du cristal Y_{1,866}Eu_{0,134}O₃ présente un pic ≈1.8×10²⁰ cm² à 610.4 nm, contre ≈1.1×10²⁰ cm² dans Lu_{1,56}Gd_{0,41}Eu_{0,03}O₃ à 611.8 nm. Cette comparaison reste intéressante puisqu'à ce jour le seul cristal dopé Eu³⁺ (et aussi un des cristaux lasers pionniers) qui ait lasé (en 1963), est un cristal de Y₂O₃:Eu³⁺ élaboré par la méthode de Verneuil. Le temps de vie radiatif déterminé par une analyse de Judd-Ofelt est plus élevé dans Lu_{1,56}Gd_{0,41}Eu_{0,03}O₃ (1.19 ms) que dans Y_{1,866}Eu_{0,134}O₃ (0.99 ms). Le comportement magnétique de Lu_{1,56}Gd_{0,41}Eu_{0,03}O₃ monocristallin n'est identifiable ni à une loi de Curie-Weiss, ni à un comportement de type Van Vleck, ni à une combinaison linéaire des deux sur toute la gamme de température étudiée. De 4.2 K à ~65 K, un ajustement raisonnable des données de susceptibilité magnétique avec une loi de Curie-Weiss a pu être obtenu, conduisant à une constante de Curie C≈0.983 K, une température de Curie paramagnétique $\theta_p \approx -3.2$ K et un moment magnétique effectif $\mu_{\text{eff}} \approx 8.13 \mu_B/\text{Gd}^{3+}$. Cette dernière

valeur correspond à la valeur attendue pour l'ion libre et suggère qu'aux basses températures, ou l'on ne s'attend pas à ce que le paramagnétisme « Van Vleck » des cations Eu^{3+} affecte la dépendance en température de la susceptibilité magnétique totale, le paramagnétisme est dominé par le moment magnétique des cations Gd^{3+} . L'efficacité de conversion sous rayons X, corrigée de l'épaisseur du cristal et de l'efficacité quantique de la camera CCD surpasse d'un facteur 3 celle d'un monocristal de YAG:Ce utilisé comme référence et d'un facteur 2.3 celle d'un monocristal de LuAG:Ce. Cette valeur peut être surestimée du fait de la rugosité du cristal testé. Le spectre de radioluminescence présente les lignes d'émissions caractéristiques des transitions intraconfigurationnelles ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_{0,6}$ de l'ion Eu^{3+} . Le pic d'intensité maximal à ~ 612 nm est parfaitement adapté à l'efficacité quantique des capteurs CCD illuminés par l'avant (tels que ceux utilisés dans les caméras FreLoN à l'ESRF). L'afterglow du monocristal atteint seulement 160 ppm à 100 ms, contre ~ 10000 ppm à 100 ms pour la céramique de $(\text{Lu,Gd})_2\text{O}_3:\text{Eu}$.

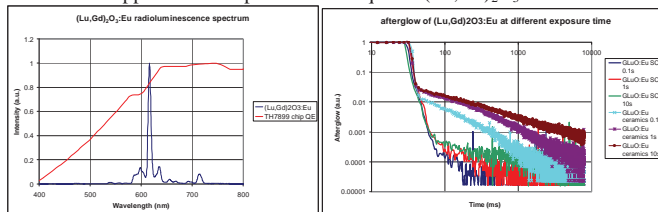


Fig. 2 : Gauche : spectre de radioluminescence du cristal et efficacité quantique du capteur atmel TH7899. Droite : afterglow du monocristal pour 0.1 s, 1 s et 10 s de temps d'exposition et comparaison avec les mêmes afterglow dans la céramique.

CONCLUSIONS

Le monocristal $(\text{Lu,Gd})_2\text{O}_3:\text{Eu}$ est un scintillateur efficace et les propriétés de luminescence semblent encourageantes pour son utilisation en imagerie à rayons X. Néanmoins, la qualité optique du monocristal obtenu par croissance en solution doit être encore améliorée pour cette application. De même, le procédé de croissance devrait être adapté pour l'obtention de cristaux de dimensions plus importantes.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Nikl, "Scintillation detectors for X-rays", Meas. Sci. Technol., vol. 17, pp. 37-54, 2006.
- [2] T. Martin, E. A. Koch, "Recent developments in X-ray imaging with micrometer spatial resolution", J. Synchrotron rad., vol. 13, pp. 180-194, 2006.
- [3] Ph. Veber, M. Velázquez, V. Jubera, S. Pechev and O. Viraphong, Cryst. Eng. Comm. 13 (16) (2011) 5220.

Synthèse et croissance cristalline d'AgGaGeS₄ pour les applications laser non linéaires du moyen infrarouge

Jérémy RAME¹, Johan PETIT¹, Bruno VIANA², Antoine GODARD¹, Jean-Michel MELKONIAN¹, Quentin CLEMENT¹, Myriam RAYBAUT¹, Jean-Baptiste DHERBECOURT¹

¹ONERA, The French Aerospace Lab, France

²IRCP, Chimie-Paristech, 11 rue P et M Curie, 75231 Paris cedex 5, France

johan.petit@onera.fr

Résumé

Les sources laser du moyen infrarouge (3-12µm) sont incontournables lorsqu'il s'agit des applications de contre-mesures optiques pour la protection des avions civils et militaires et également des détecteurs d'espèces chimiques gazeuses à longue distance. Le principe est de convertir une source laser du proche infrarouge (entre 1 et 2 µm) en une source laser du moyen infrarouge par un cristal non linéaire dans un Oscillateur Paramétrique Optique (OPO). La gamme de longueurs d'ondes accessibles par les sources laser à base de cristaux d'oxydes est limitée à 4 ou 5 µm à cause des absorptions multiphonon. C'est pour cela que plusieurs équipes à travers le monde (USA, Russie, Chine) se sont focalisées sur les cristaux non-oxydes (sulfures, phosphures,...) pour atteindre les longueurs d'ondes souhaitées. En plus de cette transparence, le cristal doit posséder des propriétés non linéaires et doit soutenir le flux laser. Depuis quelques années, l'Onera travaille sur la chimie et le procédé de croissance de ce type de cristaux d'intérêt stratégique.

Mots-clés : AgGaGeS₄, ZnGeP₂, optique non-linéaire, cristallogenèse, moyen-infrarouge, chimie du solide, simulations *ab initio*

Le moyen infrarouge présente un fort intérêt technologique du fait de la présence de bandes de transparence de l'atmosphère qui permettent d'envisager de nombreuses applications telles que la détection de composés à distance ou le brouillage infrarouge de missiles pour la sécurité des avions civils ou militaires. Les sources paramétriques optiques font partie des technologies de choix pour la génération d'impulsions laser dans ce domaine. Elles nécessitent l'emploi de cristaux non-linéaires pour convertir des signaux laser vers le moyen-infrarouge. Les matériaux tels que ZnGeP₂ et AgGaS₂ sont parmi les plus étudiés pour ces applications. AgGaGeS₄ est un candidat prometteur pour ces applications. L'élaboration de ce matériau suivant les techniques de synthèse chimique et la cristallogenèse par la technique *Bridgman-Stockbarger* est présentée dans ce travail.

Matériaux	ZnGeP ₂	AgGaS ₂	AgGaGeS ₄
Biréfringence	0.04	0.053	0.054
Coefficient non-linéaire (pm/V)	d ₃₆ =75	19	d ₃₁ =15 d ₃₂ =8
Bandgap (eV)	2.31	2.76	2.78
Domaine de transparence	0.75-12	0.5-13.2	0.4-13.5
Compatibilité avec un pompage à 1064nm α (cm ⁻¹)	Non 3	Oui 0.001-0.005	Oui 0.01-0.05
Seuil de dommage à 1064nm (MW/cm ²)	/	25	50

Table 1: Intérêts et propriétés de AgGaGeS₄

Ce travail présente l'élaboration du cristal AgGaGeS_4 qui possède l'avantage de pouvoir être pompé à $1,06 \mu\text{m}$ (comme AgGaS_2) mais aussi de mieux résister aux flux laser (comme ZnGeP_2).

Nous présenterons dans un premier temps le procédé de synthèse chimique dans un four deux-zones, ce qui permet d'éviter les risques d'explosion. La croissance cristalline par la méthode Bridgman de ce composé sera ensuite présentée ainsi que la caractérisation du produit final.

Nous avons obtenu des lingots cristallins de 100g avec une excellente transparence dans l'infrarouge dont un monocristal taillé et poli est visible sur la figure ci-dessous. L'optimisation de la qualité cristalline est en cours afin de permettre la réalisation de tests laser.



Figure 1 – Photo d'un monocristal d' AgGaGeS_4 recuit.
En insert, se trouve un cristal brut de croissance issu du même lingot.

Des lingots d' AgGaGeS_4 de 28 mm de diamètre et 70 mm de longueur ont pu être obtenus. Les facteurs clés à maîtriser pour le développement de ces cristaux ont été mis en évidence, et en particulier le nécessaire contrôle de la volatilité du GeS_2 . Des éléments de caractérisation sont présentés figs 2 & 3.

Pour ce qui concerne ZnGeP_2 , des simulations *ab initio* ont été réalisées pour étudier l'influence de substitutions ioniques sur les propriétés de ce matériau de référence pour l'infrarouge. En complément, des monocristaux de ZGP:Sn ont été élaborés et caractérisés. L'ajout d'étain a permis d'améliorer significativement la transmission optique autour de la longueur d'onde de pompe de ce cristal ($2 \mu\text{m}$).

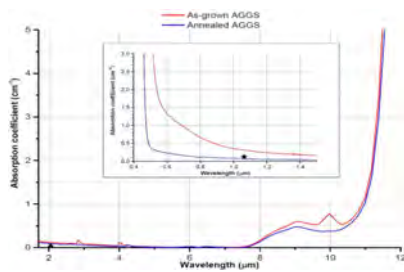
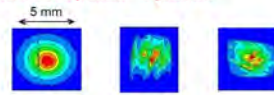


Fig 2 : Absorption optique d'AGGS
(épaisseur 4.4 mm)

Homogeneity characterization

Test 1: Pump beam – crystal size



Test 2: Focused pump beam



Fig 3 : Caractérisation de l'homogénéité par une méthode d'Ombroscopie

ÉLABORATION DE CERAMIQUES DE SPINELLE, D'ALUMINE ET D'YTTRINE A HAUTE TRANSPARENCE POUR LES APPLICATIONS SOUS FORTES CONTRAINTES THERMOMECHANIQUES

**J. Petit¹, L. Lallemand¹, S. Lalanne¹, M-H. Ritti¹, S. Landais¹,
N. Kunkel^{1,2}, B. Viana², Alban Ferrier², P. Goldner²**

¹ONERA, The French Aerospace Lab, France

²IRCP, Paris, France

johan.petit@onera.fr

RÉSUMÉ

L'objectif de ce travail est de présenter l'ensemble du procédé d'élaboration des céramiques transparentes de spinelle. Les matériaux alumine et yttrine seront également abordés.

MOTS-CLEFS : *céramique transparente ; $MgAl_2O_4$; alumine ; Y_2O_3*

Les céramiques polycristallines transparentes sont généralement présentées comme une alternative aux polymères, aux verres ou aux monocristaux pour les applications extrêmes telles que les fenêtres aérospatiales, les armures, les lasers de puissance,... L'intérêt grandissant pour ces matériaux est dû à leur résistance thermomécanique élevée même à très haute température, leur transparence du visible à l'infrarouge et la possibilité d'en faire des pièces de formes complexes. Néanmoins, obtenir une forte transmission optique requiert un contrôle précis de la composition mais surtout de la microstructure pour limiter toute source de diffusion telles que les inclusions ou les porosités. Toutes les étapes du procédé sont importantes.

Ce travail présente le procédé d'élaboration de ces céramiques depuis la mise en forme des crus par filtration de suspension jusqu'au frittage sous pression isostatique en passant par l'étape très importante du séchage de cru pour garantir l'intégrité de la pièce et le frittage naturel pour fermer la porosité. Nous avons obtenus des hublots de spinelle ($MgAl_2O_4$) de 75 mm de diamètre et de 10 mm d'épaisseur (voir figure 1) avec une excellente transmission optique. Des échantillons d'alumine (figure 2) et d'yttrine (figure 3) transparents ont également été obtenus.

La prochaine étape sera de réaliser des pièces de forme intègres avec la même qualité. Le dopage de l'yttrine aux ions de terres rares est également abordé pour des applications en spectroscopie voire en laser.



Figure 1 : hublot en céramique transparente de spinelle ($\varnothing 75$ mm x ép 10 mm)



Figure 2 : hublot en céramique transparente d'alumine ($\varnothing 30$ mm x ép 1 mm)



Figure 3 : échantillons en céramique transparente d'yttrine (Y_2O_3) après différents traitements (ép 1 mm).

L'ÉPITAXIE EN PHASE LIQUIDE POUR LA CROISSANCE DE COUCHES MINCES MONOCRISTALLINES DESTINÉES AUX APPLICATIONS LASER

Gurvan Brasse, Abdelmjid Benayad, Vivien Menard, Jean-Louis Doualan, Alain Braud, Richard Moncorgé et Patrice Camy

CIMAP – Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique, UMR 6252 CEA-CNRS-ENSICAEN-Université de Caen, 6 Boulevard du Maréchal Juin, 14050 CAEN cedex 4, France

gurvan.brasse@ensicaen.fr

RÉSUMÉ

Cette communication présente la technique d'épitaxie en phase liquide et ses différentes étapes pour l'élaboration de guides d'onde laser monocristallins de fluorures dopés avec des ions terres rares, ainsi que les principales techniques de caractérisations mises en œuvre pour les étudier.

MOTS-CLEFS : *Épitaxie en phase liquide ; Croissance cristalline ; Guides d'onde ; Laser*

INTRODUCTION

La technique de cristallogenèse qui est mise en avant dans cet article est l'épitaxie en phase liquide ou LPE, pour la croissance de couches minces de cristaux fluorures destinées aux dispositifs pour l'optique. Cette méthode de cristallogenèse originale permet la réalisation de couches minces monocristallines d'excellente qualité optique et d'épaisseurs pouvant atteindre la centaine de microns, la rendant particulièrement pertinente pour la réalisation de guides d'onde laser [1] ou de laser sous la forme de thin disks.

En effet, la course à la miniaturisation des dispositifs optiques suscite un intérêt croissant, pour le développement de systèmes de plus en plus compacts et performants pour de nombreuses applications telles que: la détection de gaz, de polluants atmosphériques, le domaine biomédical, les applications laser de puissance, les lidars... A cet effet et en s'appuyant sur les propriétés physico-chimiques des cristaux fluorures, des guides d'ondes à base de LiYF_4 (YLF) dopés par des ions terres rares (TR^{3+}) ont été développés au cours de ces dernières années, notamment les systèmes YLF:Tm³⁺[2], YLF:Yb³⁺[3], YLF:Pr³⁺[4], dans le but de réaliser des dispositifs laser originaux émettant à certaines longueurs d'ondes d'intérêts stratégiques, dans les domaines du visible, de l'infrarouge moyen, voire de l'ultraviolet.

Cette communication présentera d'abord les différentes étapes mises en œuvre pour l'élaboration de couches minces monocristallines de fluorures par épitaxie en phase liquide, puis les principales techniques de caractérisation utilisées pour l'étude de tels échantillons seront évoquées. Enfin, nous concluons sur les perspectives à court terme des couches minces obtenues par cette technique.

1. DEMARCHE EXPERIMENTALE POUR L'ELABORATION DE COUCHES MINCES MONOCRISTALLINES DE FLUORURES HOMOEPITAXIEES

Pour la réalisation de ces guides d'onde constitués de YLF:TR³⁺, deux techniques de cristallogenèse ont été mise en œuvre : la méthode Czochralski d'une part, qui a été utilisée pour la réalisation des substrats de YLF purs et l'épitaxie en phase liquide d'autre part, qui a permis la croissance d'une couche monocristalline de YLF:TR³⁺ épitaxiée sur un substrat de YLF non dopé préalablement préparé, on parle alors d'homoépitaxie.

La préparation des bains à l'origine du substrat et de la couche épitaxiée a nécessité une étape de fluoration des précurseurs chimiques à l'aide du NH_4HF_2 , utilisé en tant qu'agent fluorant [1].

Les cristaux bruts massifs obtenus par la méthode Czochralski sont ensuite découpés et orientés. Les faces sur lesquelles aura lieu la croissance cristalline en LPE sont quant à elles polies miroir, afin de présenter une rugosité de l'ordre de quelques nm et une bonne planéité de quelques franges. La composition molaire du bain d'épitaxie quant à elle, est déterminée à partir du diagramme de phase du système LiF-YF_3 et est précisée dans l'article en référence [1].

Les substrats sont ensuite immergés dans le bain fondu dont la température est légèrement inférieure à la température de sursaturation pendant une durée déterminée empiriquement, afin de permettre la croissance cristalline de la couche sur les deux faces du substrat. Une fois cette couche épitaxiée obtenue, il est nécessaire de la préparer avant de pouvoir l'étudier : l'échantillon subit alors un protocole de polissage extrêmement délicat, afin d'éliminer le dépôt résiduel de solvant sur la couche, puis d'amincir ces dernières à la bonne épaisseur et enfin de polir les faces d'entrée et de sortie du guide, tout en préservant un excellent parallélisme entre ces deux faces, tel que l'illustre les photos de la figure 1.

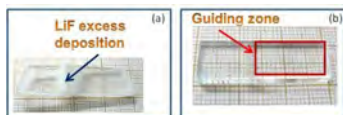


Figure 1: (a) Echantillon épitaxié non préparé, (b) échantillon préparé sous forme de guide d'onde.



Figure 2: Observation de l'état de surface d'une couche et de l'homogénéité de son interface avec le substrat.

2. METHODES DE CARACTERISATION DES COUCHES MINCES EPITAXIEES

Une fois les couches minces préparées et polies, les premières caractérisations consistent à observer au microscope optique d'une part l'épaisseur de la couche et son aspect, puis de caractériser plus finement la qualité et l'homogénéité de l'interface couche/substrat, ainsi que l'état de surface des faces polies en microscopie confocale et interférométrique, tel que l'illustre la figure 2. Une étude spectroscopique en émission et en absorption de la couche est ensuite effectuée, afin de déterminer/vérifier sa nature cristalline et ses propriétés de luminescence. Cette analyse peut par ailleurs être complétée par une étude en diffraction des rayons X, de manière à évaluer le désaccord paramétrique entre la couche épitaxiée et le substrat. Enfin, une mesure rigoureuse des pertes optiques au sein de la couche doit être effectuée et accompagnée d'une mesure de la différence d'indice de réfraction entre la couche et le substrat.

CONCLUSION

La technique d'épitaxie en phase liquide appliquée à la croissance de couches minces monocristallines de fluorures présente un potentiel évident pour le développement de guides d'ondes laser de très bonne qualité optique. Cette technique de cristallogenèse est en outre très prometteuse pour la réalisation de lasers et amplificateurs sous forme de thin disks.

RÉFÉRENCES

- [1] Florent Starecki, Western Bolanos, Gurvan Brasse, Abdelmjid Benayad, Magali Morales, Jean-Louis Doualan, Alain Braud, Richard Moncorge, Patrice Camy, « Rare earth doped LiYF_4 single crystalline films grown by liquid phase epitaxy for the fabrication of planar waveguide laser », *J. of Cryst. Growth*, vol 401, pp 537-541, 2013.
- [2] W. Bolanos, F. Starecki, A. Benayad, G. Brasse, V. Menard, J.L. Doualan, A. Braud, R. Moncorgé and P. Camy, "Tm³⁺:LiYF₄ planar waveguide laser at 1.9 µm" *Opt. Lett.* vol 37, pp 4032, 4034, 2012
- [3] W. Bolanos, F. Starecki, A. Braud, J.L. Doualan, R. Moncorgé and P. Camy, "2.8 W end-pumped Yb³⁺:LiYF₄ waveguide laser" *Opt. Lett.* vol 38, pp 5377-5380, 2013
- [4] W. Bolanos, G. Brasse, F. Starecki, A. Braud, J.L. Doualan, R. Moncorgé and P. Camy, "Green, orange and red Pr³⁺:YLiF₄ epitaxial waveguide lasers" *Opt. Lett.* vol 39, pp 4450, 2014

CONCEPTION D'UN DISPOSITIF, RÉALISÉ À PARTIR D'UN CIRCUIT ÉLECTRIQUE, DESTINÉ A CARTOGRAPHIER LA CONDUCTIVITÉ IONIQUE DE MONOCRISTAUX

Alexandra Peña^{1,2}, Bertrand Ménaert^{1,2}, Olivier Exshaw^{1,2}, Philippe Plaindoux^{1,2}, Jérôme Debray^{1,2}, Sabine Douillet^{1,2}

¹ Univ. Grenoble Alpes, Inst NEEL, F-38042 Grenoble, France

² CNRS, Inst NEEL, F-38042 Grenoble, France

alexandra.pena@neel.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Ce projet concerne la réalisation d'un dispositif permettant de déterminer la variation de la stœchiométrie de cristaux, comme par exemple dans KTiOPO_4 (KTP), par mesure de la conductivité ionique intrinsèque de ces cristaux. L'objectif de cette mesure est de caractériser les conditions de croissance conduisant à des cristaux homogènes du point de vue de la stœchiométrie d'une part, et à des cristaux faiblement conducteur ionique d'autre part. Le dispositif envisagé permettra à terme de réaliser ainsi des cartographies de conductivité ionique sur des lames orientées. Ce type de dispositif sera ouvert à la communauté pour la caractérisation de cristaux présentant une conductivité ionique. Ce projet a été soutenu par le réseau CMDO+ avec une aide financière pour sa mise en place dans le cadre des Soutiens à Actions Technologiques en 2014.

MOTS-CLEFS : KTiOPO_4 ; stœchiométrie ; conductivité ionique

1. INTRODUCTION

Il y a une forte corrélation entre la stœchiométrie des cristaux et leur conductivité ionique. Les cristaux présentent des valeurs de conductivité ionique très différentes comprises entre 10^{-7} et 10^{-9} S/cm, dont les valeurs sont directement corrélées à la non stœchiométrie en K dans le cas de KTP [1]. On propose donc, de cartographier la conductivité ionique sur les différents échantillons, obtenus directement par croissance en solution à haute température ou en utilisant des lames monocristallines traités par une technique post croissance (*Vapor Transport Equilibration*) pour caractériser la stœchiométrie des échantillons. Cette problématique de l'écart à la stœchiométrie est assez générale dans les cristaux et le dispositif envisagé sera ouvert à la communauté pour réaliser ces caractérisations.

L'obtention de lames avec une stœchiométrie homogène, et donc ne présentant pas de variation dans les valeurs de conductivité ionique, est primordiale dans le procédé d'*electric field poling* pour la réalisation de lames de KTP avec une micro structuration périodique de bonne qualité qui ne limite pas leur performance dans des dispositifs optiques de haute énergie.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif (Fig. 1) pour les mesures de conductivité ionique a été réalisé à partir d'un montage expérimental que nous avons utilisé dans le cadre d'une visite scientifique au KTH de Stockholm.

La mesure repose sur l'application d'un fort champ électrique (1.5 kV) sur une lame mince (environ 500 μm) monocristalline orientée. Le dispositif (Fig. 1a) est composé d'un générateur haute tension, d'un générateur de signaux, d'un oscilloscope et d'un porte échantillon (Fig. 1b). Ce dernier, permettra la cartographie de la conductivité ionique grâce au déplacement d'une pointe conductrice sur une des faces de l'échantillon, l'autre face étant en contact avec une électrode liquide.

Le montage électrique ainsi que le porte échantillon ont été déjà réalisés à l'institut Néel et le dispositif est pratiquement opérationnel même s'il reste des points à optimiser.

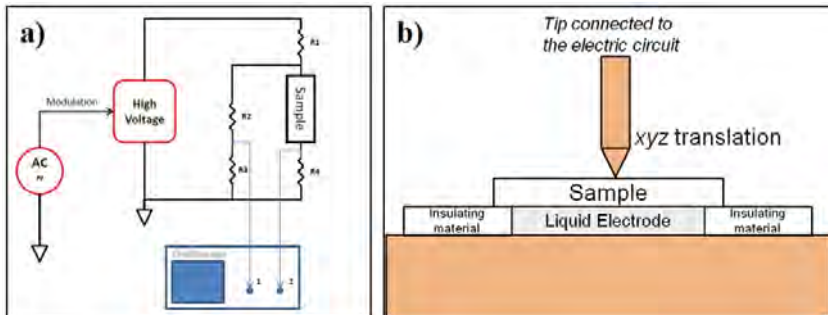


Fig. 1 : a) Schéma du circuit pour la mesure de la conductivité ionique. b) Schéma de la disposition de l'échantillon dans le circuit électrique qui va permettre la réalisation de la cartographie de la conductivité ionique.

3. MESURES PRELIMINAIRES

Dans un premier temps la calibration du dispositif a été réalisée avec des lames minces dont les valeurs de conductivité ionique ont été préalablement mesurées au KTH. Dans un deuxième temps on pourra mesurer les conductivités ioniques des lames obtenues à partir de cristaux massifs synthétisés à l'Institut Néel, avec différentes conditions de croissance et à partir de lames commerciales de KTP traitées post croissance par une atmosphère riche en vapeur du ou des composants déficitaires.

Nous envisageons par la suite l'optimisation des conditions de croissance et de la composition de la vapeur de traitement post croissance à partir des valeurs de conductivité ionique obtenues [2].

RÉFÉRENCES

- [1] V. Nikolov, I. Koseva, P. Peshev, X. Solans, R. Solé, X. Ruiz, Jna. Gavalda, J. Massons, M. Aguiló and F. Díaz, "Flux growth of KTiOPO_4 single crystals doped with Me^{4+} ions", Mater. Res. Bull., vol. 34, pp. 1403-1409, 1999.
- [2] M. Roth, N. Angert, M. Tseitlin, and A. Alexandrovski, "On the optical quality of KTP crystals for nonlinear optical and electro-optic applications", Opt. Mater., vol. 16, pp. 131-136, 2001.

PETITS POLARONS DANS LE NIOBATE DE LITHIUM : MODELE ET INTERPRETATIONS

Imed Mhaouech^{1,2}, Virginie Coda^{1,2}, Laurent Guilbert^{1,2}

¹LMOPS, Université de Lorraine, EA n°4423, 2 rue E Belin, Metz, 57070, France

²LMOPS, CentraleSupélec, EA n°4423, 2 rue E Belin, Metz, 57070, France

Imed.Mhaouech@univ-lorraine.fr

RÉSUMÉ

La diffusion et le piégeage des porteurs de charge dans le niobate de lithium sont réexaminés sur la base de la théorie de Holstein des petits polarons dans le régime de saut. Ce travail projette de développer une nouvelle approche qui explique dans un seul cadre l'ensemble des phénomènes photo-induits dans le niobate de lithium dopé fer.

MOTS-CLEFS : Polaron, Niobate de lithium, photo-induction

1. INTRODUCTION

Le niobate de lithium (LN) est un matériau optique à large bande interdite ($\cong 4$ eV) capital pour les applications photoniques, telles que la modulation électro-optique et la conversion de fréquence. Le transport de charge photo-induit, dominé par l'effet photovoltaïque [1], donne lieu à un champ de charge d'espace et une variation de l'indice de réfraction, à l'origine notamment de l'endommagement laser. Au cours des trois dernières décennies, de nombreux travaux ont cherché à mesurer, modéliser et contrôler le transport de charge dans le LN, domaine qui reste encore très actif à l'heure actuelle compte tenu de la diversité et de la complexité des phénomènes mis en jeu. Certaines propriétés restent peu étudiées, telles la faible efficacité quantique de photo-excitation, l'activation thermique de la photoconductivité, ou la croissance anormale de cette dernière aux forts dopages. Les modèles les plus utilisés pour expliquer la photoréfractivité dans le LN dopé sont essentiellement des modèles de bande, à un centre à basse intensité ou à deux centres à haute intensité. D'autres approches basées sur le transport par saut de polarons ont ensuite été proposées [2].

Dans ce travail la photoréfractivité, la photoconductivité ainsi que l'absorption photo-induite (en régime pulsé et en régime continu), sont étudiés dans le cadre de la théorie de Holstein des petits polarons [3]. Notre modèle est basé sur trois états : le polaron profond (Fe^{2+}), le polaron lié à l'antisite ($\text{Nb}_{\text{Li}}^{4+}$) et le polaron libre $\text{Nb}_{\text{Nb}}^{4+}$ (Fig. 1). Sous illumination les particules sont photo-excitées d'un site rempli Fe^{2+} vers un antisite $\text{Nb}_{\text{Li}}^{5+}$ ou un site $\text{Nb}_{\text{Nb}}^{5+}$. La relaxation des particules est thermiquement activée et s'opère par une marche au hasard sur les différents sites existants notamment dans le sous-réseau désordonné formé par les antisites.

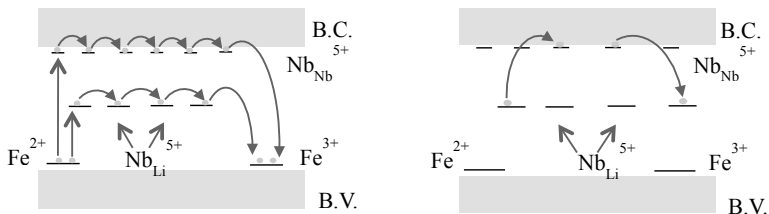


Fig. 1 : Illustration schématique du modèle. Photo-excitation, marche au hasard à travers le réseau puis piégeage (à gauche), conversion polaron lié-polaron libre (à droite). B.C.: bande de conduction, B.V. bande de valence

Les polarons diffusent sous forme libre et/ou lié et les deux espèces sont en équilibre thermodynamique. La conversion est un processus activé thermiquement par lequel l'échange entre les deux populations s'opère. Nous avons dans un deuxième temps amélioré notre modèle par la prise en considération du désordre électrique, due à la présence de défauts intrinsèques et extrinsèques, entre les sites couplés. La validité du modèle est confortée par des simulations Monte Carlo de la marche au hasard des polarons et par la comparaison avec des mesures expérimentales de l'absorption photo-induite en régime pulsé et continu et de la photoconductivité par (1) une méthode pompe-sonde où l'on endommage l'échantillon par un laser argon à 514 nm et on mesure la différence de marche photo-induite avec un laser HeNe à 633 nm et par (2) un enregistrement holographique dont on mesure la variation de l'efficacité de diffraction au cours du temps à travers un réseau inscrit sur le LN. On montre, aussi bien avec les simulations Monte Carlo, qu'avec les mesures expérimentales qu'il existe 3 régimes Arrhenius qui régissent le temps de vie des polarons et qu'il existe une longueur de piégeage qui diminue en fonction de la température (Fig. 2).

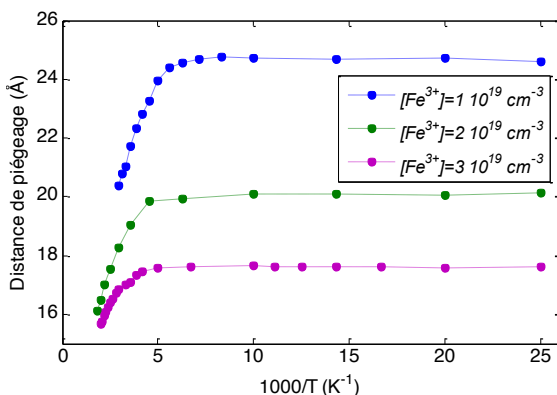


Fig. 2 : Résultats des simulations Monte-Carlo donnant la distance de piégeage du polaron lié (Nb_{Li}^{4+}) vers un piège profond (Fe^{3+}) en fonction de la température. Plusieurs concentrations de pièges sont considérées.

La marche au hasard de la particule est simulée avec une méthode M.C conventionnelle sur les sous réseaux ordonné, formé par les sites Nb_{Nb}^{5+} , et désordonné formé par les antisites Nb_{Li}^{5+} inscrits dans une boîte cubique d'arête $L=21d_0$ ($d_0=3.765\text{\AA}$) avec d_0 est la distance interatomique $Nb_{Nb}-Nb_{Nb}$. Pour s'affranchir des problèmes dus aux effets de taille finie, on introduit les conditions aux limites périodiques. L'étude statistique est basée sur 5 10^3 histoires.

A basse température, la distance de piégeage est de l'ordre de plusieurs distances interatomiques et elle tend vers une limite qui dépend de la concentration de pièges qui est quasiment égale à la valeur moyenne de la distance au piège le plus proche $l_p=(2\pi[Fe^{3+}])^{-1/3}$. Cette distance diminue lorsque la température augmente, comme illustré sur la Fig. 2. A haute température ($T > 200\text{ K}$), le régime de piégeage, au cours duquel la particule est piégée selon un seul saut, s'estompe au profit du régime de saut, et donc la particule mène une marche au hasard de plusieurs sauts avant d'être piégée.

- [1] A. M. Glass, D. von der Linde, and T. J. Negran, Appl. Phys. Lett. **25**, 233 (1974).
- [2] B. Sturman and E. Podivilov, Phys. Rev. Lett **91**, 17 (2003).
- [3] T. Holstein: Ann. Phys. **8**, 343-389 (1959).

Photoluminescence d'un microcristal dopé Erbium pour la calibration d'une sonde thermique

Gary Degliame¹, Nathalie Trannoy¹, Jean-Pierre Jouart¹, Madjid Diaf²

¹ Groupe de Recherche en Sciences Pour l'Ingénieur, équipe de Caractérisation THERmique Multiéchelles EA4694, Université de Reims Champagne-Ardenne EA4694, 51687 Reims, France

² Laboratoire de Physique des Lasers, de Spectroscopie Optique et d'Opto-électronique, Université Badji Mokhtar-Annaba, 23000 Annaba, Algérie

gary.degliame@univ-reims.fr, nathalie.trannoy@univ-reims.fr

MOTS-CLEFS : Microcristaux, Erbium, Température, SThM

RÉSUMÉ

Les propriétés des ions lanthanides tels que l'Erbium ou l'Ytterbium, sont depuis longtemps d'un grand intérêt pour l'optique et ses applications comme la conception de lasers [1-3]. Une des particularités de l'ion Er^{3+} est le couplage thermique de ses niveaux $^4\text{S}_{3/2}$ et $^2\text{H}_{11/2}$. Les matériaux, souvent codopés Er^{3+} - Yb^{3+} , peuvent se présenter sous différentes formes, du verre codopé aux nanocristaux et sont utilisés pour la détermination de la température [4].

Pour beaucoup d'applications, il est nécessaire de déterminer la température locale et de cartographier la température aux échelles submicrométriques. La connaissance du comportement thermique, via l'échauffement des microcomposants ou la température de phénomènes biologiques intracellulaires est importante pour l'industrie de la microélectronique et le domaine médical. La détermination de la température avec une haute résolution spatiale est essentielle compte tenu de la réduction en taille des microcomposants étudiés ou encore des phénomènes biologiques à observer. Pour parvenir à cette détermination, les techniques de microscopie thermique à sonde locale reposent sur l'utilisation de différents capteurs comme le thermocouple, la sonde composite, le thermomètre à nanotube de carbone ou encore la sonde de température luminescente [5]. Mais l'évaluation de la température reste un sujet délicat car elle nécessite une phase d'étalonnage.

Pour répondre à cette problématique nous proposons de coupler une sonde thermique avec un microcristal photoluminescent dont l'intensité des raies de luminescence est sensible à la température.

La figure 1 présente le dispositif expérimental. La sonde thermique utilisée est une sonde thermorésistive en Wollaston dont l'élément thermosensible est en platine rhodiée, sonde couramment utilisée en microscopie thermique à sonde locale (SThM) [6]. Un microcristal de quelques micromètres provenant d'un matériau transparent photoluminescent [7] a été déposé en son extrémité. Afin de provoquer l'émission de luminescence du microcristal, celui-ci est irradié par un laser à 655 nm. Un spectromètre Maya2000Pro est utilisé pour l'analyse du spectre d'émission anti-Stokes du microcristal. La figure 2 présente l'évolution du spectre d'émission d'une particule de $\text{Cd}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{F}_2$ (4% Er^{3+}) en fonction de l'intensité du courant électrique parcourant la sonde. L'application de la technique du rapport des intensités [8,9] des niveaux $^4\text{S}_{3/2}$ et $^2\text{H}_{11/2}$ nous permet de calculer la température du microcristal, correspondant alors à celle de l'extrémité de la sonde (équation 1).

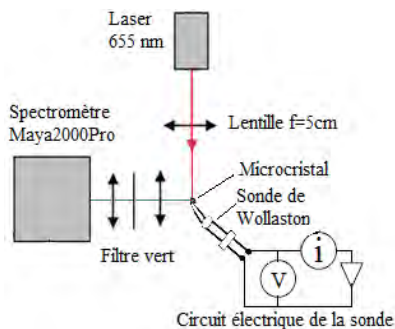
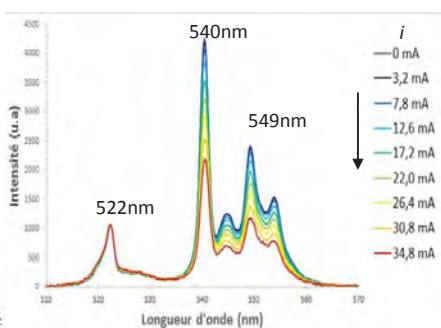


Figure 1 : Montage expérimental

Figure 2 : Evolution du spectre d'émission d'un microcristal de $10\mu\text{m}$ $\text{Cd}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{F}_2$ (4% Er^{3+}) en fonction du courant dans la sonde normalisé à 522 nm.

$$\frac{I_2}{I_1} = C \exp\left(-\frac{\Delta E_{21}}{kT}\right) \quad (1)$$

Dans cette équation, I_1 et I_2 sont les intensités mesurées à partir des spectres d'émission de photoluminescence provenant des niveaux $^4\text{S}_{3/2}$ et $^2\text{H}_{1/2}$. C est une constante expérimentale déterminée à température ambiante. ΔE_{21} est le gap énergétique séparant les niveaux d'émission $^2\text{H}_{1/2}$ et $^4\text{S}_{3/2}$. Le terme k est la constante de Boltzmann et T est la température du microcristal. Nous nous intéressons à l'évolution de T de deux microcristaux dopés Er^{3+} , le $\text{Cd}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{F}_2$ (4% Er^{3+}) et le CaF_2 (9% Er^{3+}) pour des tailles de 5, 10, 20 et 30 μm . Les résultats sur la variation de ΔT (i) = $T - T_{\text{ambiant}}$, ainsi que l'évolution des constantes expérimentales C , en fonction de la taille du microcristal sont comparés et discutés.

REFERENCES

- [1] F. Auzel, "Upconversion and Anti-Stokes Processes with f and d Ions in Solids", Chem. Rev., vol 104, pp. 139-173, 2004.
- [2] H. Scheife, G. Huber, E. Heumann, S. Bär and E. Osiaç, "Advances in up-conversion lasers based on Er^{3+} and Pr^{3+} ", Optical Materials, vol 26, pp. 365-374, 2004.
- [3] J.L. Doualan, P. Camy, A. Benayad, V. Ménard, R. Moncorgé, J. Boudeile, F. Druon, F. Balembos and P. Georges, " Yb^{3+} doped (Ca,Sr,Ba) F_2 for high power laser applications", Laser Physics, vol 20, pp. 533-536, 2010.
- [4] L.H. Fischer, G.S. Harms and O.S. Wolfbeis, "Upconverting nanoparticles for nanoscale thermometry", Angew. Chem. Int. Ed., vol 50, pp. 4546 - 4551, 2011.
- [5] C.D.S. Brites, P.P. Lima, N.J.O. Silva, A. Millán, V.S. Amaral, F. Palacio and L.D. Carlos, "Thermometry at the nanoscale", Nanoscale, vol 4, pp. 4799-4829, 2012.
- [6] F.A. Guo, N. Trannoy and D. Gerday, "An application of scanning thermal microscopy: analysis of thermal properties of plasma-sprayed yttria stabilized zirconia thermal barrier coating", Journal of the European Ceramic Society, vol 25, pp. 1159-1166, 2005.
- [7] J.P. Jouart, C. Bissieux and G. Mary, "Energy transfer up-conversion in $\text{CdF}_2 : \text{Er}^{3+}$ and $\text{Sr}_x\text{Cd}_{1-x}\text{F}_2 : \text{Er}^{3+}$ ", Journal of Luminescence, vol. 29, pp. 261-274, 1984
- [8] S.A. Wade, S.F. Collins and G.W. Baxter, "Fluorescence intensity ratio technique for optical fiber point temperature sensing", Journal of Applied Physics, vol 94, pp. 4743-4756, 2003.
- [9] N. Trannoy, A. Sayoud, M. Diaf, T. Duvaud, J.P. Jouart and P. Grossel, "Temperature measurement based on photoluminescence of Er^{3+} doped $\text{Sr}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{F}_2$ microcrystal coupled to scanning thermal microscopy", Optical Materials, vol 42, pp. 526-531, 2015.

COUPLAGE TERBIUM-ARGENT POUR EXALTATION DE LA LUMINESCENCE

Mohamed Chérif SOW, Alain BRAUD, Jean-Louis DOUALAN, Richard MONCORGE,
Patrice CAMY

Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP), UMR CNRS-CEA-ENSICAEN, Université de Caen, F-14050 Caen, France

cherif-mohamed.sow@ensicaen.fr

RESUME

Nous présentons des résultats obtenus sur le couplage entre des ions Tb^{3+} et des nanoparticules d'Argent dans le but d'exalter la luminescence visible émise par le Tb^{3+} . L'influence des paramètres prépondérants affectant le couplage et par conséquent la luminescence (distance de couplage d entre émetteur(s) et nanoparticules d'Argent, taille et concentration des nanoparticules d'argent) est présentée et discutée. Ces résultats sont comparés aux différentes informations disponibles dans la littérature concernant le couplage émetteur-métal.

MOTS-CLEFS : *Couplage terre-rare/Argent ; Emetteurs ; Plasmons ; Luminescence*

1. INTRODUCTION

Depuis les études pionnières de Purcell [1], il est bien connu que l'émission spontanée d'un émetteur n'est pas une grandeur intrinsèque et qu'au contraire celle-ci peut être considérablement modifiée par la présence d'une surface, incluant des surfaces planes [2], sphériques [3], des cavités [4], des cristaux photoniques [5], des guides d'onde [6], ou encore des nanostructures plasmoniques [7]. Le désir de comprendre et d'exploiter ce phénomène a motivé d'importants travaux de recherches à l'image de ceux cités ci-dessus. Ces travaux à la fois expérimentaux et théoriques ont montré que l'amplification du signal de la luminescence est fortement liée à l'intensification du champ local au niveau de l'émetteur due à la présence dans son environnement d'une surface réfléchissante ou de structures plasmoniques. Différents résultats tendent à montrer que ces dernières donnent lieu à une exaltation plus importante de la lumière émise. C'est pourquoi, ces dernières années, est apparu un intérêt grandissant concernant l'étude du couplage entre émetteurs (terres rares par exemple) et nanostructures plasmoniques pour des applications notamment dans la conversion de l'énergie solaire, ou l'amplification optique. Cependant, malgré d'importants efforts fournis, l'ensemble des mécanismes sous-jacents à l'interaction émetteur-surface ou émetteur-métal n'est pas encore bien connu. En particulier, pour les structures plasmoniques, le rapport entre le taux d'émission radiatif (γ^R) et non radiatif (γ^{NR}), le rôle exact des plasmons et de la séparation émetteur-plasmon sont encore des questions d'actualité. La réponse à ces questions est cruciale si l'on veut optimiser l'exaltation de la luminescence.

Nous avons ainsi réalisé des structures comprenant une couche dopée avec des ions Tb^{3+} et une couche composée de nanoparticules d'Ag et testé leur efficacité pour l'exaltation de la luminescence. Le but de cette étude est double : d'abord participer à l'amélioration de la compréhension des mécanismes d'interaction émetteurs-plasmons, et à plus long terme, chercher à fabriquer un convertisseur de rayonnement pour des applications solaires.

2. APPROCHE THEORIQUE

Pour évaluer le rôle d'une surface quelconque placée au voisinage d'un émetteur sur son émission, on calcule habituellement son taux de déclin (ou d'émission) normalisé. Pour cela, deux approches sont utilisées : la méthode quantique qui utilise la loi d'or de Fermi, et la méthode classique qui utilise les lois de l'électromagnétisme en assimilant l'émetteur à un dipôle oscillant, dont les oscillations sont modulées par le champ réfléchi par la surface. C'est cette dernière qui est

privilegiée dans de nombreuses études car elle semble donner les résultats les plus cohérents avec ceux obtenus expérimentalement. Suivant cette approche, le taux de déclin **total** normalisé $\frac{\gamma}{\gamma_0}$ de l'émetteur est équivalent au rapport $\frac{P}{P_0}$ entre la puissance totale P émise en présence de la surface et la puissance émise par le même dipôle en l'absence de surface P_0 :

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = \frac{P}{P_0} = 1 + \frac{6\pi\epsilon_0\epsilon}{|p^2| k^3} \text{Im}\{p^* \cdot \mathbf{E}_s(\mathbf{r}_0)\} \quad (1)$$

où p et $\mathbf{E}_s(\mathbf{r}_0)$ sont respectivement le moment dipolaire de l'émetteur et le champ diffusé par la surface au point \mathbf{r}_0 . Le problème se réduit donc à la détermination de $\mathbf{E}_s(\mathbf{r}_0)$.

En réalité, cette expression reste incomplète car elle ne répond pas aux questions soulevées dans l'introduction de cet article, en particulier concernant la distinction entre γ^R et γ^{NR} . La distinction de ces deux contributions est pourtant primordiale puisqu'elle permet de définir le rendement quantique $\eta = \frac{\gamma^R}{\gamma^R + \gamma^{NR}}$. Les différentes voies de désexcitation radiative et non-radiative et la fluorescence, qui en découle, sont par exemple, connues comme étant liées non seulement à la géométrie de la surface [7], à l'orientation du dipôle [8] mais aussi à la distance de couplage d [7]. Les effets de ses trois paramètres apparaissent également liés entre eux, ce qui complique d'avantage le problème. En outre, il s'avère que le rôle des plasmons qui reste la question la plus épineuse, dépend aussi de la longueur d'onde d'excitation [9] mais aussi d'émission [7, 8] de la molécule émettrice.

3. TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Pour les besoins de notre étude, nous avons préparé différents échantillons formés chacun d'une superposition de couches minces d' $\text{Y}_2\text{O}_3 : \text{Tb}^{3+} / \text{Y}_2\text{O}_3 / \text{Ag}$ déposées sur un substrat en Quartz. Les deux premières couches ont été déposées par PLD et la couche d'argent par la technique d'évaporation thermique. Les épaisseurs des couches de Tb^{3+} et d'argent ont été respectivement fixées à 50 et 5 nm, alors que l'épaisseur de la couche passive de Y_2O_3 (distance d) a été variée de 5 à 25 nm par pas de 5 nm pour analyser l'effet de la distance de couplage. A noter également que pour chaque échantillon, l'argent a été déposé uniquement sur la moitié de la surface, l'autre moitié étant utilisée comme mesure de référence. Des recuits supplémentaires ont été réalisés en variant la durée, ceci afin d'analyser l'effet de la concentration et/ou de la taille des nanoparticules d'argent formées.

Différentes techniques de caractérisation (Microscopie Optique, MEB, spectroscopie d'absorption UV/Vis et de photoluminescence) ont été utilisées pour étudier à la fois les nanoparticules d'argent formées en terme de morphologie, taille et concentration, mais aussi la modification de la luminescence des ions Tb^{3+} en fonction de la configuration des nanoparticules.

REFERENCES

- [1] J. E. Purcell, "Physical Review," vol. 69, pp. 681, 1946.
- [2] J. M. Wylie, and J. E. Sipe, "Physical Review A," vol. 30, pp. 1185-1193, 1984.
- [3] Y. S. Kim, P. T. Leung, and T. F. George, "Surface Science," vol. 195, pp. 1-14, 1988.
- [4] G. Björk, S. Machida, Y. Yamamoto, and K. Igeta, "Physical Review A," vol. 44, pp. 669-681, 1991.
- [5] E. P. Petrov, V. N. Bogomolov, I. I. Kalosha, and S. V. Gaponenko, "Physical Review Letter," vol. 81, pp. 77-80, 1998.
- [6] D. Kleppner, "Physical Review Letter," vol. 47, pp. 233-236, 1981.
- [7] R. Carminati, J.-J. Greffet, C. Henkel, and J. M. Vigoureux, "Optics Communications," vol. 261, pp. 368-375, 2006.
- [8] M. Thomas, J.-J. Greffet, R. Carminati, and J. R. Arias-Gonzalez, "Applied Physics letters," vol. 85, pp. 3863-3865, 2004.
- [9] S. Kühn, U. Håkanson, L. Rogobete, And V. Sandoghdar, "Physical Review Letter," vol. 97, pp. 017402, 2006.

Elaboration et caractérisation de nouveaux oxydes monocristallins dopé praséodyme Pr³⁺ ou Nd³⁺ pour la réalisation lasers émettant dans le visible et l'ultraviolet

Suchinda Sattayaporn^{1,*}, Pascal Loiseau¹ et Gérard Aka¹

Institut de Recherche de Chimie Paris (IRCP), 11 rue Pierre et Marie Curie 75005 Paris.

* suchinda.sattayaporn@chimie-paristech.fr

Résumé

Les lasers solides émettant dans le domaine visible (bleu, vert, orange et rouge) sont fabriqués et largement utilisés pour des applications diverses telles que la dermatologie, l'imprimerie ou la spectroscopie. La réalisation des lasers solides consiste à utiliser une matrice monocristalline dopée par des ions luminescents. Dans ce contexte, deux cristaux de familles ménilite et hexa-aluminate dopé Pr³⁺ ont été élaborés : SrLaGa₃O₇ (SLGM) et Sr_{1-x}La_xMg_xAl_{12-x}O₁₉ (ASL) par la méthode de croissance de Czochralski et de four image. Les caractérisations optiques et structurales ont été réalisées. Egalement, les temps de vie d'émission bleue (488nm) ont été déterminés à froid (77K) et à température ambiante (300K).

Mots-clefs : cristallogénèse, monocristaux oxydes, praséodyme

Depuis la première réalisation d'une émission laser en 1960, les applications des lasers se sont considérablement développées et popularisées dans plusieurs domaines tels que la recherche scientifique, la chirurgie et la médecine, les télécommunications, le stockage optique de l'information, les dispositifs d'affichage, etc. Selon ces applications la longueur d'onde de l'émission laser doit pouvoir couvrir une large gamme de longueurs d'onde de l'ultraviolet, du visible, ou de l'infra-rouge.

Les dispositifs laser les plus intéressants et désirés sont les diodes lasers et les lasers solides. En effet, ces deux types de laser permettent de rendre le système le plus compact possible et de consommer peu d'énergie en donnant un rendement assez élevé. L'ion Pr³⁺ est utile comme dopant luminescent substitué dans une matrice monocristalline pour réaliser une émission dans le visible étant donné qu'il possède des transitions électroniques couvrant le domaine visible (figure 1) et surtout une émission efficace dans le domaine bleu. Une autre possibilité pour obtenir un rayonnement laser visible est d'utiliser l'ion Nd³⁺ émettant dans le proche-infrarouge. Dans ce cas, une matrice non-linéaire doit être associée au cristal laser pour réaliser un doublage de fréquence.

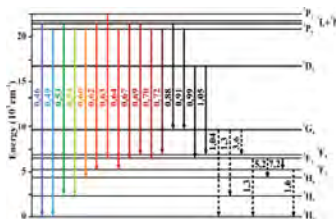


Figure 1 : diagramme des niveaux d'énergie de l'ion Pr³⁺

Des lasers solides envisageables pour une émission efficace dans le bleu peuvent être les cristaux fluorure (LiYF₄ : Pr³⁺, BaY₂F₈ : Pr³⁺), hexa-aluminate comme (SrAl₁₂O₁₉ : Pr³⁺), pérovskite (YAlO₄, GdAlO₄ : Pr) ou ménilite (Ca₂Al₂SiO₇ : Nd³⁺, SrLaGa₃O₇ : Pr³⁺). Parmi ces cristaux, d'un point de vue optique, les plus efficaces sont actuellement les cristaux fluorure. Cependant, il présente

des inconvénients considérables comme leur croissance compliquée ou leur mauvais coefficient de ségrégation. Par contre, ces inconvénients peuvent être contournés avec des cristaux oxydes. C'est pourquoi nous envisageons des cristaux oxyde pour améliorer les propriétés mécaniques. Nos études préliminaires ont permis d'identifier des cristaux oxydes qui présentent de bonnes propriétés optiques comme ceux des familles métilite (SLGM), pérovskite (LAP) et hexa-aluminate (ASL). De plus, ce sont des matériaux à fusion congruente. Donc la croissance de Czochralski maîtrisée par le laboratoire IRCP peut être utilisée pour l'élaboration.

Le laboratoire IRCP a développé l'oxyde monocristallin hexa-aluminate depuis des années pour les applications lasers : il s'agit d'une solution solide entre SrAl_2O_9 (SRA) et $\text{LaMgAl}_{11}\text{O}_{19}$ (LMA) de type $\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x\text{Mg}_x\text{Al}_{12-x}\text{O}_{19}$ (ASL). La solution solide ASL permet de résoudre le problème de congruence de SRA et de conduire à l'obtention de cristaux de bonne qualité optique par la croissance de Czochralski. Un premier cristal ASL dopé 4%Pr a été élaboré au laboratoire IRCP (figure 2). La qualité du cristal reste améliorable même si aucune inclusion n'est présente.

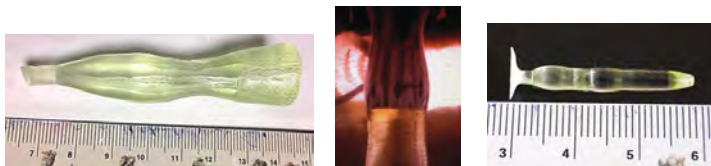


Figure 2 : cristal ASL dopé 4%Pr élaboré par la croissance de Czochralski (gauche), visualisation de la croissance en temps réel du cristal SLGM dopé 1,7%Pr par four à image (centre) et cristal SLGM dopé 1,7%Pr (droite)

En outre, un cristal SLGM dopé 1,7%Pr a été élaboré par la croissance de four à image avec une bonne qualité optique (figure 2). Il est transparent et sans défaut.

Les deux monocristaux SLGM et ASL dopés Pr ont été étudiés du point de vue de leurs propriétés optiques telles que la section efficace d'absorption et le temps de vie. Les caractérisations structurales ont été également effectuées par diffraction des rayons X.

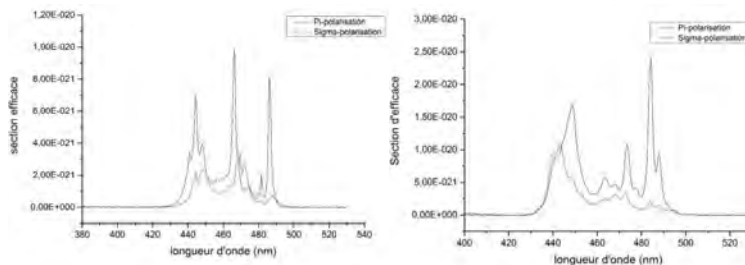


Figure 3 : Spectres d'absorption du cristal ASL dopé 4%Pr (gauche) et du SLGM dopé 1,7%Pr (droite) dans le domaine 400-530nm

Selon la figure 3, Les sections efficaces d'absorption à 488nm (la transition du niveau $^3\text{H}_4$ à $^3\text{P}_0$) sont respectivement $0,8 \times 10^{20} \text{ cm}^2$ (σ -polarisation) et $2,4 \times 10^{20} \text{ cm}^2$ (π -polarisation) pour ASL et SLGM. Le temps de vie est de $38\mu\text{s}$ à froid (77K) pour les deux cristaux. Par contre, les temps de vie à température ambiante sont respectivement $35\mu\text{s}$ et $28\mu\text{s}$ pour le ASL et SLGM.

Polarization-dependent luminescence properties of $\text{Pr}^{3+}:\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$ as a potential near-infrared laser crystal

Biao Qu^{1,2}, Jean-Louis Doualan¹, Bin Xu², Alain Braud¹, Zhiping Cai², Patrice Camy¹, Richard Moncorgé¹

¹ Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP), UMR 6252 CEA-CNRS-ENSICAen, Université de Caen, 6 Bvd. Maréchal Juin, 14050 Caen, France

² Department of Electronic Engineering, Xiamen University, Xiamen, Fujian 361005, China
richard.moncorge@ensicaen.fr

ABSTRACT

The polarization-dependent absorption and emission spectra of a $\text{Pr}^{3+}:\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$ crystal (Pr:FAP) were registered from 400 to 1200nm. A new broadband and intense emission corresponding to a $^1\text{D}_2 \rightarrow ^3\text{F}_4$ transition is observed for the first time in the near-infrared spectral range around 1100nm.

MOTS-CLEFS : *solid state laser; infrared laser*

1. INTRODUCTION

Calcium fluoro-apatite $\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$ (also known as FAP) is a crystal host which was extensively studied with rare-earth ion dopants like Yb^{3+} because of very specific and attractive spectroscopic properties such as high and strongly polarized emission cross sections [1]. It was recently claimed that Pr:FAP also had favorable spectral properties as a laser gain medium in the visible range [2]. This assertion was based on an older result [3] according to which the quantum efficiency of the usual $^3\text{P}_0$ emitting level for visible radiations was of the order of 98%. As was already noticed in the pioneer's work of L.D. Merkle and col. [4] and will be confirmed in the present communication, such assertion in fact is wrong. According to L.D. Merkle [4,5] for instance, by room temperature, the emission is dominated by the $^1\text{D}_2$ emission regardless of the excitation wavelength. The emission lifetime of $^3\text{P}_0$ would be of the order of hundreds of ns (less than 1 μs , not 75 μs as claimed in Sardar's paper), and that for $^1\text{D}_2$ of the order of 65 μs for sites A [4].

Therefore, our purpose here in this communication is to present a more detailed luminescence study of this particular system than was reported in the past literature and to focus the investigation on the emission characteristics and laser potential of this material in the near-infrared emission domain around 1100nm more specifically.

2. POLARIZATION-DEPENDENT ABSORPTION SPECTRA

Polarized absorption spectra were measured first at room temperature and analyzed within the framework of the Judd-Ofelt formalism. As shown in the Figure 1, there exists several sets of absorption lines around 435nm, 475nm, 580nm, 970nm, 1420nm, 1800nm and 2050nm which can be assigned (according to crystal-field calculations [6]) to $^3\text{H}_4$ up to $^3\text{P}_2$, ($^3\text{P}_{0,1}, ^1\text{I}_6$), $^1\text{D}_2$, $^1\text{G}_4$, ($^3\text{F}_3, ^3\text{F}_4$), $^3\text{F}_2$ and $^3\text{H}_6$ optical transitions, without being possible to distinguish between the $^3\text{P}_{0,1}, ^1\text{I}_6$ and $^3\text{F}_3, ^3\text{F}_4$ multiplets. In fact, depending on the considered Pr^{3+} site, the actual emitting level around 450 nm well can be a $^1\text{I}_6$ or a $^3\text{P}_0$ energy level and their respective contributions to the emission intensities can change with temperature. Thermalization and emissions from the $^1\text{I}_6$ Stark levels were already evidenced and exploited in a well-known laser material like Pr:LiYF₄ [7,8] but these levels were always supposed to be located above the $^3\text{P}_0$ multiplet. In the case of Pr:FAP (due to a higher local crystal-field), it is clearly different : the lowest emitting level can be a $^1\text{I}_6$ Stark level opening the way to the observation of real spin-allowed emission transitions between spin-singlets like $^1\text{I}_6 \rightarrow ^1\text{G}_4$. More details about our Judd-Ofelt analysis and crystal-field calculations will be given at the conference.

3. POLARIZATION-DEPENDENT EMISSION SPECTRA AND FLUORESCENCE LIFETIMES

Continuous-wave and time-resolved emission spectra as well as fluorescence lifetimes were registered by exciting a 1%Pr³⁺ nominally doped sample at 435nm, 445nm and 571nm, therefore in the ³P₂, (³P_{0,1},¹I₆), ¹D₂ multiplets, respectively. We show for illustration in the figure 2 the emission spectra which were obtained by pumping the crystal around 445nm with an InGaN laser diode.

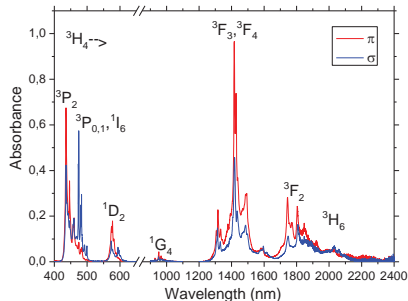


Fig. 1 Room temperature polarized absorption spectra

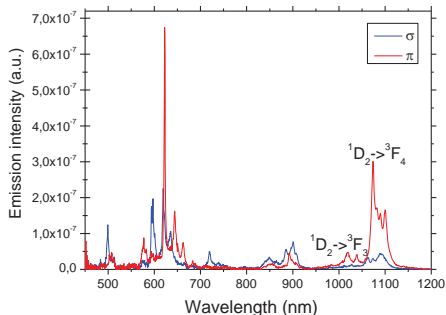


Fig. 2 Room temperature polarized emission spectra

These spectra clearly show two sets of intense emission lines around 620nm and 1080nm. Time-resolved emission spectra and fluorescence decays indicate contributions from both (³P_{0,1},¹I₆) and ¹D₂ emitting multiplets with a predominance of the ¹D₂ down to the ³H₄ and ³F₄ emission transitions around 620 and 1080nm, respectively, and emission lifetimes of the order of 44μs.

Works are in progress to determine the branching ratios and the emission cross-sections associated with these emission transitions and to conclude on their real potential as laser emissions.

References

- [1] S. A. Payne, L. K. Smith, L. D. DeLoach, W. L. Kway, J. B. Tassano, F. William, "Laser, optical, and thermomechanical properties of Yb-doped fluorapatite", I.E.E.E. J. Quant. Electr. 30, 170-179 (1994).
- [2] J. Huang, S. Zhang, Y. Chen, X. Gong, Y. Lin, Z. Luo, and Y. Huang, "Spectral Properties of Pr³⁺-Doped Transparent-Glass-Ceramic Containing Ca₅(PO₄)₃F Nanocrystals" J. Am. Ceram. Soc. 96, 3569–3575 (2013)
- [3] D. K. Sardar, and C. C. Russell, "Optical Transitions, Absorption Intensities, and Inter manifold Emission Cross Sections of Pr³⁺ in Ca₅(PO₄)₃F Crystal Host," J. Appl. Phys. 95, 5334–41 (2004).
- [4] A. O. Wright, M. D. Seltzer, J. B. Gruber, B. Zandi, L. D. Merkle, and B. Chai, "Spectroscopic Investigation of Pr³⁺ in Fluorapatite Crystals," J. Phys. Chem. Solids 57, 1337–50 (1996)
- [5] L. D. Merkle, B. Zandi, Y. Guyot, H. R. Verdun, B. McIntosh, J.B. Gruber, M.D. Seltzer, C. A. Morrison and R. Moncorgé "Spectroscopic Study of Pr:Ca₅(PO₄)₃F and Pr:SrAl₁₂O₁₉, as Potential Visible Laser Materials" OSA Proc. on Advanced Solid-State Laser (ASSL), T.Y. Fan and B.H.T Chai (eds), Vol. 20, p 361-366 (1994)
- [6] C. Morrison, "Predictions of the Spectra of the Rare-Earth Ions Ce³⁺ through Yb³⁺ in the Two Sites of Ca₅(P₀₄)₃F", Report Army Res. Lab. ARL-TR-708 (1995).
- [7] Z. P. Cai, B. Qu, Y. J. Cheng, S. Y. Luo, B. Xu, H. Y. Xu, Z. Q. Luo, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, "Emission properties and CW laser operation of Pr:YLF in the 910 nm spectral range", Opt. Expr. 22, 31722-31728 (2014).
- [8] Z. Liu, B. Qu, J. L. Doualan, B. Xu, H. Xu, Z. Cai, A. Braud, P. Camy, and R. Moncorgé, "Temperature effects on the main absorption and emission lines of the Pr³⁺:LiYF₄ laser crystal" J. Opt. Soc. Am. B 32 (2), 263-269 (2015)

SECTION EFFICACE DU SAPHIR DOPE AU TITANE : UNE APPROCHE THEORIQUE

Antonio Da Silva¹, Gérard Aka², Gilles Chériaux¹¹ Laboratoire d'Optique Appliquée UMR CNRS 7639, ENSTA-ParisTech, 91762 Palaiseau, France² PSL Research University, Chimie ParisTech-CNRS, Institut de Recherche de Chimie Paris, 75005 Paris, Franceantonio.da-silva@ensta-paristech.fr; gerard.aka@chimie-paristech.fr; gilles.cheriaux@ensta-paristech.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une évaluation théorique des sections efficaces d'absorption du Ti-Saphir ($Ti^{3+}:Al_2O_3$). A partir de la connaissance du temps d'émission spontanée nous avons déduits les éléments de matrice du moment dipolaire électrique résiduel qui, en retour, nous ont permis d'évaluer ces sections. Nous excluons les contributions multipolaires pour la transition optique et nous proposons une hypothèse quant à l'existence d'une absorption résiduelle du matériau à 800 nm.

MOTS-CLEFS : *Ti-Saphir* ; *section efficace d'absorption* ; *absorption résiduelle*.

1. INTRODUCTION

L'utilisation de saphir dopé au titane ($Ti^{3+}:Al_2O_3$) de très grands diamètres dans les lasers de haute puissance de classe Petawatt impose, compte-tenu des inhomogénéités spatiales rencontrées, une parfaite connaissance de la spectroscopie (en particulier d'absorption) pour ce matériau stratégique. Notre étude s'inscrit dans l'acquisition d'une telle connaissance.

Les sections efficaces d'absorption ne sont plus évaluées par le ratio du coefficient d'absorption par une mesure, imprécise, de la concentration de dopant. Nous considérons donc le temps de vie du niveau « équivalent » excité E_g en dessous de 200K pour lequel seule intervient une transition optique. Ce temps de vie permet d'évaluer les éléments de matrice du moment dipolaire électrique résiduel pour le Ti-Saphir lorsque la symétrie est abaissée. La connaissance de ces éléments fournit alors les valeurs théoriques des sections efficaces. Ces valeurs sont confrontées à un test expérimental. Nous excluons de mêmes les contributions multipolaires, ce qui justifie a posteriori l'utilisation au plus du moment dipolaire électrique dans notre théorie. Enfin, dans un travail exploratoire, pour lequel nous présenterons au moins un calcul analytique en séance, nous proposons une hypothèse quant à l'existence d'une absorption résiduelle.

2. THEORIE ET EXPERIENCES

Suivant Melvin Lax [1], le temps de vie et la section efficace sont formulés à partir des facteurs comme suit:

- Vitesse de phase (égale à la vitesse de groupe pour une matrice de saphir non-dispersive),
- Correction de champ local en électrodynamique de la matière,
- Dégénérescence des niveaux entre lesquels a lieu la transition dipolaire électrique,
- Facteur de forme du aux intégrales de recouvrement des coordonnées nucléaires.

Suivant Donald S. McClure [2], les éléments de matrice du moment dipolaire électrique conforme à la symétrie abaissée s'explicitent selon quatre constantes C, A, B et D. Nous ne retenons que la constante C, expression du moment parallèle à l'axe c et nous considérons les ratios des autres constantes sur C.

La valeur de 3.85 μ s pour le temps de vie nous donne celle de C. Ainsi Eq.(1) :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{n(n^2 + 2)^2}{9} \cdot e^2 C^2 X \cdot \left[\frac{16 \pi^3}{3 \epsilon_0 c^3 h} \right] \cdot W_p(200K)$$

n étant l'indice de réfraction du saphir, X un facteur représentant les dégénérescences et W_p le facteur de forme du spectre (ici d'émission).

La connaissance de C produit les évaluations théoriques des sections efficaces d'absorption parallèle et perpendiculaire à l'axe c. Ainsi Eq.(2) :

$$\sigma_{||}(v) = \frac{1}{n} \frac{(n^2 + 2)^2}{9} \frac{2\pi^2 v}{3\epsilon_0 c h} \cdot e^2 (2C^2) \cdot F(v)$$

Où $F(v)$ est le facteur de forme du spectre à l'absorption.

P.F. Moulton [3] a mesuré $6.5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ pour la valeur maximale de la section efficace d'absorption parallèlement à l'axe c du cristal. Nous pensons que notre approche fournira une meilleure estimation. Nous exhiberons un test expérimental confortant notre approche. Ce test est basé sur l'évaluation de la force d'oscillateur. De même, cette théorie sera confrontée à de nouvelles mesures expérimentales menées à Chimie ParisTech et qui seront présentées à la conférence.

Au départ de nos travaux, nous avons considéré que le système ne présentait pas de symétrie abaissée (donc nous avons raisonné sur la symétrie O_h) et que la première contribution à la transition optique était un moment dipolaire magnétique. Tous calculs faits, cette contribution impliquerait une durée de vie du niveau excité de 700 μs au lieu de 3.85 μs . Cela nous conforte à ne retenir que des moments dipolaires électriques même si ceux-ci sont qualifiés de résiduels.

Enfin, nous mènerons un calcul analytique selon la théorie des perturbations dépendant du temps. D'abord, nous simulerons un couplage électron-phonon appliqué à un matériau dont les coordonnées seront séparées par l'« approximation adiabatique ». Ensuite, nous considérerons une plus petite perturbation définie par l'hamiltonien d'interaction -moment dipolaire électrique- (ce qui est justifié ci-dessus). Cela nous autorisera à évaluer le module au carré de l'élément de matrice d'un tel hamiltonien. Nous chercherons ainsi à mettre en évidence l'influence d'un potentiel de déformation de la maille cristalline qui est « incorporé » dans le calcul du couplage électron-phonon. Nous pensons que des variations de ce potentiel de déformation, dues aux différences de densités de charges (dont celle électronique) résultants d'appariements $\text{Ti}^{3+} - \text{Ti}^{4+}$ ou avec d'autres impuretés, pourraient expliquer l'absorption résiduelle à 800 nm. Nous devrions constater analytiquement des variations des modules au carré des éléments. Nous espérons inclure des simulations numériques sur ces potentiels de déformation à notre présentation à la conférence.

CONCLUSION

L'objectif réel de ce travail est de présenter une approche alternative pour la détermination des valeurs de la spectroscopie du Ti-saphir quant à l'absorption. Nous pensons que cette approche théorique pourrait être généralisée à d'autres matériaux (un dopant dans une matrice diélectrique).

De plus, le troisième point s'avérerait être une étape importante pour la compréhension de l'absorption résiduelle du Ti-Saphir à 800nm. Nous l'appellerons « hypothèse du potentiel de déformation ».

RÉFÉRENCES

- [1] Melvin Lax, The Franck-Condon Principle and Its Application to Crystals, The Journal of Chemical Physics, vol. 20, **11**, pp.1752-1760, 1952
- [2] Donald S. McClure, Optical Spectra of Transition Metal Ions in Corundum, Journal of Chemical Physics, vol. 36, **10**, pp. 2757-2779, 1962
- [3] P.F. Moulton, Spectroscopic and laser characteristics of $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$, J. Opt. Soc. Am. B, vol.3, **1**, pp.125-133, 1986

DE LA QUETE DES COEFFICIENTS THERMO-OPTIQUES DU CALGO

Frédéric Druon¹, Mickaël Olivier¹, Anaël Jaffrès², Pascal Loiseau², Nicolas Aubry³, Julien DidierJean³, François Balembois¹, Bruno Viana² and Patrick Georges¹

*1 Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris Sud,
2, Avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau Cedex, France*

*2 Chimie-Paristech, Laboratoire de Chimie de la Matière Condensée de Paris,
11 rue Pierre et Marie Curie 75005 Paris, France*

3 Fibercryst S.A.S., 31 rue Wilson, 69150 Decines Charpieu, France

**correspondance : frederic.druon@institutoptique.fr*

RÉSUMÉ

Nous retraçons ici la petite histoire qui nous a poussés à caractériser finement les coefficients thermo-optiques du cristal CaGdAlO_4 dopé à l'ytterbium. Le caractère anisotrope de ces coefficients associé aux propriétés spectroscopiques particulières de ce cristal a, en effet, amené à l'observation d'un saut de modes laser étonnant.

MOTS-CLEFS : *laser ytterbium, cristaux, CaGdAlO_4 , CALGO*

1. IL ETAIT UNE FOIS, LE SAUT DE MODE MAGIQUE ^[1]

La montée en puissance des lasers femtoseconde pompés par diode est un point crucial de la recherche laser actuelle. Dans ce cadre, l' $\text{Yb}:\text{CaGdAlO}_4$ (ou $\text{Yb}:\text{CALGO}$) présente des propriétés particulièrement intéressantes [2] : bonne conductivité thermique et spectre d'émission très large. Nous avons donc construit une expérience simple (fig. 1) pour caractériser les performances laser d'un cristal d' $\text{Yb}:\text{CALGO}$ (de 10 mm de long, dopé à 2 at.% et de section $2 \times 2 \text{ mm}^2$) par une diode de forte puissance émettant 200 W. Il est important de noter pour la suite que le CALGO est uniaxe et que le cristal de CALGO utilisé est coupé pour une propagation (\vec{k}) selon l'axe \vec{a} (fig. 1).

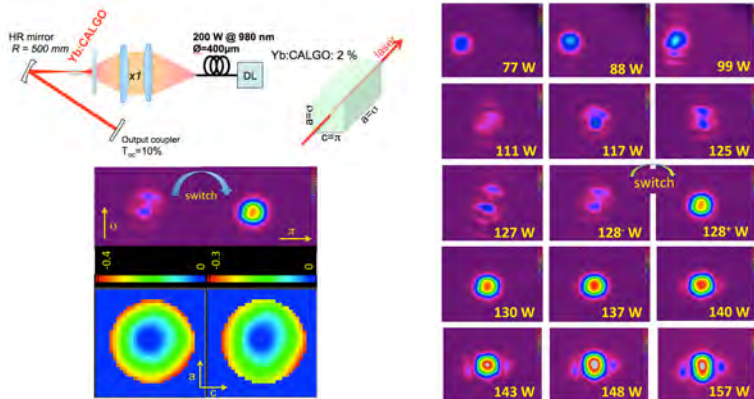
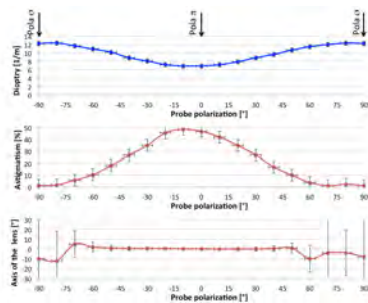


Figure 1 : Schéma du laser de puissance. Et observation du saut de mode « magique » à 128 W de pompe. On indique (bas gauche) les profils spatiaux, les fronts d'onde et la polarisation au saut.

En augmentant la puissance de pompe, on observe très vite une dégradation –classique– du profil spatial montrant la présence d’une lentille thermique importante. Mais à 128 W, surprise ! Le faisceau redevient parfaitement monomode...

2. EN QUETE D’EXPLICATIONS

Pour expliquer cela nous avons fait des mesures de fronts d’onde lasers avec faisceau sonde traversant le cristal pompé. Là nous avons observé une forte anisotropie de la lentille thermique. Celle-ci dépend de la polarisation incidente. Non seulement la valeur de la puissance dioptrique varie mais aussi son astigmatisme (fig. 2). On peut donc définir des rapports entre les coefficients thermo-optiques en fonction de la polarisation incidente (σ ou π) et la direction du cristal sous laquelle on observe la courbure du front d’onde (\bar{a} ou \bar{c}): $\chi_{\sigma\bar{c}} = \chi_{\sigma\bar{a}}$, $\chi_{\pi\bar{a}} = 0.46\chi_{\sigma\bar{a}}$, $\chi_{\pi\bar{c}} = 0.74\chi_{\sigma\bar{a}}$



	dn/dT	$dn/dT+(n-1)\alpha$	χ (*)
	a-cut	c-cut	a-cut
E // a	-7,6	+1,3	+1,3 (// a) +1,3 (// c)
E // c	-8,6	+0,7	+0,6 (// a) +0,9 (// c)

(*)par mesures indépendantes de lentille thermique

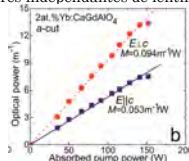


Figure 2 : (gauche) mesure de la lentille thermique en fonction de la polarisation de la sonde. (haut droite) Coefficients thermo-optiques pour les différentes polarisations. (bas droite) évolution de la lentille thermique en fonction de la puissance de pompe.

Ceci explique pourquoi le mode spatial du faisceau est moins altéré en sautant de polarisation. Mais pourquoi saute-il ? Pour répondre à cette question, nous avons étudié les sections efficaces de gain pour les deux polarisations. Nous avons observé une faible différence en faveur de la polarisation sigma. Ceci explique pourquoi celle-ci « lase » en premier, et pourquoi une faible variation des pertes (par déstabilisation thermique de la cavité) enclenche le saut « magique » !.

Donc, c’est grâce aux propriétés spectroscopiques mais surtout thermo-optiques de l’Yb:CaGdAlO₄ que s’explique ce phénomène inédit de saut de mode. Pour comprendre d’où provient la forte anisotropie des coefficients thermo-optiques, nous avons, en collaboration avec l’équipe du Prof. Yumashev, fait des mesures des coefficients dn/dT du CaGdO (figure 2) et des coefficients de dilatations ($\alpha_a = 10 \times 10^{-6}$ et $\alpha_c = 16 \times 10^{-6} K^{-1}$) suivant les différents axes cristallographiques [3]. Les résultats valident les expériences comme le résume le tableau figure 2.

Nous avons observé un étrange phénomène de saut de modes avec l’Yb:CaGdAlO₄ lorsqu’il est utilisé dans les lasers de très forte puissance. Pour comprendre ce comportement inédit, nous avons caractérisé finement les propriétés thermo-optiques du CaGdO.

RÉFÉRENCES

- [1] F. Druon, M. Olivier, A. Jaffrès, P. Loiseau, N. Aubry, J. DidierJean, F. Balembois, B. Viana, and P. Georges, "Magic mode switching in Yb:CaGdAlO₄ laser under high pump power," Opt. Lett. 38, 4138-4141 (2013)
- [2] F. Druon, F. Balembois, and P. Georges "New Materials for Short-Pulse Amplifiers," IEEE Photonics Journal 3, 268-273 (2011)
- [3] P. Loiko, F. Druon, P. Georges, B. Viana, K. Yumashev, "Thermo-optic characterization of Yb:CaGdAlO₄ laser crystal", Optical Material Express, Vol 4, N° 10, pp 2241-2249 (2014)

LASER A MILIEU AMPLIFICATEUR CERAMIQUE Yb:CaF₂

P. Aballea,¹ A. Suganuma,¹ F. Druon,^{2,*} J. Hostalrich,² P. Georges,² P. Gredin,^{1,3} M. Mortier,¹

1. PSL Research University, Chimie ParisTech – CNRS, Institut de Recherche de Chimie Paris, 75005, Paris, France

2. Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris-Sud, 2 Ave. Augustin Fresnel, Palaiseau Cedex 91127, France

3. Université Pierre et Marie Curie, 4 Place Jussieu, 75005, Paris, France

*correspondance : frederic.druon@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons le premier laser pompé par diode à amplificateur céramique d'Yb:CaF₂ élaborées par un procédé de synthèse simple et écologique. Nous obtenons une puissance laser de 1,6 W pour une puissance absorbée de 4 W. Les résultats sont comparables à ceux obtenus avec un monocristal d'Yb:CaF₂ de taux de dopage analogue et ouvrent ainsi des perspectives intéressantes pour ces nouvelles céramiques optiques dans le cadre des lasers de puissance pompés par diode.

MOTS-CLEFS : laser ytterbium, céramiques transparentes, fluorine

1. DE L'INTERET DES CERAMIQUES EN FLUORINE DOPEES YB

L'apparition des cristaux de fluorine dopée à l'ytterbium (Yb:CaF₂) constitue, sans doute, une des avancées les plus significatives de cette dernière décennie dans le domaine des lasers. Ce fluorure dopé Yb sous sa forme monocristalline est d'ores et déjà reconnu comme un candidat sérieux pour le développement de lasers pompés par diode de haute énergie grâce à des propriétés thermiques adaptées à une utilisation comme matériau laser et des propriétés spectroscopiques à la frontière entre celles des verres et des matériaux cristallins du fait de la présence d'agrégats d'ytterbium au sein de la structure cristalline [1]. Néanmoins, les monocristaux souffrent de limitations dues aux problèmes de dépolarisation, de résistance thermo-mécanique avec un impact négatif sur les performances laser et de coûts de production élevés préjudiciables à une large diffusion de ce matériau comme amplificateur laser. Ainsi, dans les systèmes haute-puissance, la dépolarisation en raison de contraintes peut fortement dégrader les performances laser en induisant des pertes ; le polissage des cristaux fortement dopés (typiquement > 3%) reste difficile, ce qui entraîne souvent une mauvaise qualité de surface et un seuil de dommage dégradé ; et la sensibilité aux chocs thermiques des cristaux implique des précautions particulières.

De ce point de vue, la céramique devient une alternative attrayante économiquement et permet d'améliorer certaines des propriétés du fluorure de calcium dopé ytterbium. Le caractère polycristallin de la céramique et l'orientation aléatoire des grains rendent en effet le matériau plus isotrope et moins sensible aux contraintes et à la dépolarisation. De plus, l'utilisation de céramiques présente des avantages tels que : l'absence de ségrégation macroscopique des ions dopants, une meilleure résistance thermo-mécanique, presque pas de restrictions en taille ou en forme, la capacité de produire des architectures complexes à dopages variables. Cependant, à ce jour, seules quelques rares études sur les céramiques Yb:CaF₂ permettent de conclure sur leur intérêt.

Les céramiques utilisées dans cette étude sont produites à partir de nanopoudres d'Yb :CaF₂ obtenues par un processus de chimie douce décrit précédemment [2] . Un corps à cru est alors produit et fritté à une température modérée (généralement < 60 % de la température de fusion) dans l'air et sans aucune assistance de pression. Ainsi, contrairement à un procédé de synthèse céramique

à base d'un monocristal déjà existant, tel que rapporté dans [3], cette méthode ne nécessite pas une étape de traitement à forte et couteuse dépense énergétique comme une croissance des monocristaux préliminaire ou une étape de frittage à haute température et à haute pression.

2. RESULTATS LASER EN POMPAGE PAR DIODE

Les performances des céramiques ont été évaluées, à température ambiante, dans une cavité laser simple, représentée fig. 1a. Les faces des céramiques n'étant pas traitées antireflet, les réflexions de Fresnel sont recouplées dans la cavité afin de réduire les pertes. Les échantillons sont pompés en continu par une diode laser fibrée (de diamètre 50 μm et $\text{O.N.}=0,22$) délivrant, à 977 nm, jusqu'à 7,5 W. Le faisceau de pompe a été imagé 1 : 1 dans le cristal. Les meilleures performances sont obtenues avec une céramique dopée à 4 % en ytterbium et de longueur 2,71 mm qui absorbe jusqu'à 4 W. En optimisant le coupleur de sortie, une puissance de 1.6 W est obtenue pour une puissance absorbée de 4 W (fig. 1b). En insérant un prisme dans la cavité, l'accordabilité en longueur d'onde est réalisée entre 1015 nm et 1062 nm (fig. 1c). A titre de comparaison, un monocristal d' $\text{Yb}:\text{CaF}_2$ dopé à 4,5 % et de longueur 3,8 mm testé dans les mêmes conditions. Le monocristal absorbant plus du fait d'un plus fort dopage et d'une plus grande longueur, nous avons comparé les performances en fonction des puissances absorbées (fig. 1d). Les pentes d'efficacité sont très proches : 51,7 % pour le monocristal testé et 42,7 % pour la céramique.

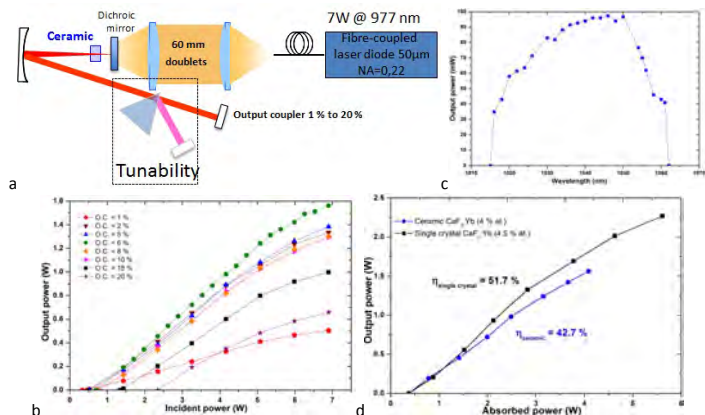


Fig. 1: Résultat laser d'une céramique $\text{Yb}:\text{CaF}_2$: dispositif expérimental, puissance de sortie en fonction du coupleur, accordabilité et comparaison avec un monocristal.

En conclusion, nous avons démontré pour la première fois un laser à céramique $\text{Yb}:\text{CaF}_2$ élaborée à partir de nanopoudres et nous avons obtenu des résultats prometteurs avec une bonne efficacité ($> 40\%$), comparable aux monocristaux.

REFERENCES

- [1] F. Druon, S. Ricaud, D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Camy, J-L. Doualan, R. Moncorgé, A. Courjaud, E. Mottay, P. Georges, Opt. Mater. Express 1, 489-502 (2011)
- [2] A. Lyberis, G. Patriarche, P. Gredin, D. Vivien M. Mortier, J. Eur. Ceram. Soc. 31, 1619 (2011).
- [3] M.Sh. Akchurin, T.T. Basiev, A.A. Demidenko, M.E. Doroshenko, P.P. Fedorov, E.A. Garibin, P.E. Gusev, S.V. Kuznetsov, M.A. Krutov, I.A. Mironov, V.V. Osiko, P.A. Popov, Opt. Mater. 35, 444 (2013).
- [4] P. Aballea, A. Suganuma, F. Druon, J. Hostalrich, P. Georges, P. Gredin, and M. Mortier, Optica 2, 288-291 (2015)

LASER Nd³⁺:YVO₄ POMPE PAR LED EN REGIME QCW

Adrien Barbet¹, Amandine Paul², Jean-Philippe Blanchot², François Balembois¹, Frédéric Druon¹, Patrick Georges¹

¹ Laboratoire Charles Fabry, UMR 8501, Institut d'Optique, CNRS, Univ. Paris Sud 11, 2 Av. Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau, France

² Effilux, 7 Avenue de l'Atlantique, 91940 Les Ulis, France

adrien.barbet@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons, ce qui est à notre connaissance, la première démonstration d'un laser Nd:YVO₄ pompé par LED, fonctionnant en régime quasi-continu, à température ambiante. Le cristal est pompé transversalement par deux panneaux de LED ayant un spectre centré autour de 850 nm. Nous avons obtenu une énergie allant jusqu'à 40 µJ à 250 Hz pour une énergie de pompe émise par les LED de 7,4 mJ. Ceci correspond à une efficacité optique de 0,5% (ou 2,6% par rapport à l'énergie de pompe absorbée).

MOTS-CLEFS : laser ; LED ; Néodyme

1. INTRODUCTION

Depuis plusieurs années, les performances des LED ne cessent de s'améliorer (avec des efficacités atteignant aujourd'hui plus de 200 lm/W à température ambiante [1]). En parallèle, le prix des LED chute de façon importante dû à une production de masse (aujourd'hui, le Watt optique coûte moins d'un euro). Ces améliorations ont généré un regain d'intérêt pour le pompage par LED depuis le début des années 2000, si bien que plusieurs équipes de recherche commencent à revisiter le pompage laser par LED, abandonné depuis le début des années 80 [2]. Plusieurs systèmes laser étant pompés dans le visible par des LED ont récemment été démontrés, tel que des lasers à polymère [3], des amplificateurs fibrés [4] ou encore des lasers à semi-conducteurs [5]. Enfin, le pompage de milieux cristallins par des LED bleues et blanches a été étudié théoriquement [6]. Cependant, aucun résultat expérimental n'a été présenté.

2. DEMARCHE & MONTAGE EXPERIMENTAL

Nous avons mené une étude du potentiel du pompage par LED pour différents milieux cristallins. Nous avons trouvé que le Nd:YVO₄ pourrait être un candidat idéal car ce milieu possède des sections efficaces d'absorption et d'émission élevées. A partir de calculs simples de gain, nous avons anticipé que l'intensité des LED actuelles (typiquement 100 W/cm²) est juste suffisante pour atteindre le seuil laser. Afin d'améliorer les performances laser, nous avons utilisé les LED en régime impulsionnel, nous permettant ainsi d'obtenir des intensités crêtes plus élevées. Etant donné qu'une LED a une émission quasi lambertienne, un système optique imageant ne permet pas d'augmenter significativement l'éclairement de pompe au sein du cristal. C'est pourquoi, nous avons opté pour une configuration de pompage transverse. Nous avons utilisé un cristal de Nd:YVO₄ taillé selon l'axe a, de 20 mm de long pour une section transverse de 2x2 mm². Le dopage du cristal est de 1 at.%. Les faces laser sont traitées antireflet à 1064 nm et nous avons poli deux faces transverses pour le pompage. Comme source de pompage, nous avons utilisé deux panneaux de LED, chacun composé de 18 puces de 1x1 mm² émettant un spectre centré à 850 nm avec une largeur spectrale d'environ 50 nm. En régime impulsionnel, chaque puce émet des impulsions de 100 µs à une fréquence de 250 Hz avec une intensité crête de 200 W/cm². Nous avons conçu une cavité plano-concave, composée d'un miroir de fond de cavité de rayon de courbure 100 mm et d'un coupleur de sortie plan. Nous avons utilisé différents coupleurs avec des transmissions allant de 1% à 6% à 1064 nm.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Afin de connaître le gain accessible dans notre système laser, nous recherchons l'énergie de pompe requise pour atteindre le seuil laser, et ceci, pour différentes transmissions du coupleur de sortie (Fig. 2). Un gain petit signal de 6% a été obtenu à l'énergie de pompe maximale.

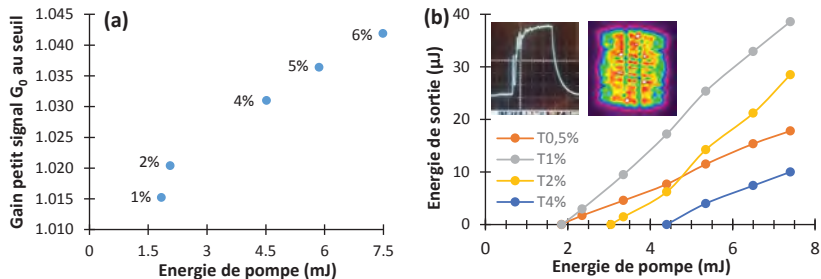


Fig. 2 (a) : Gain petit signal au seuil laser en fonction de l'énergie de pompe, pour différents coupleurs de sortie. (b) : Énergie en sortie du laser en fonction de l'énergie de pompe émise par les LED. Insert : Profils temporel et spatial du laser pour une énergie de pompe de 7,4 mJ.

L'énergie de sortie maximale a été obtenue avec le coupleur ayant une transmission de 1% (Fig. 3). Le laser émet des impulsions d'environ 65 μ s avec une énergie de 40 μ J pour une énergie de pompe émise par les LED de 7,4 mJ. Ceci correspond à une efficacité optique-optique de 0,5%. Cette efficacité peut être expliquée par la faible absorption de la pompe. En effet, sur les 7,4 mJ émis, seuls 1,5 mJ sont réellement absorbés. En prenant en compte l'absorption, nous obtenons une efficacité de 2,6%. Nous avons mesuré un facteur M^2 de 19. Nous l'expliquons principalement par le pompage transverse (qui favorise les modes d'ordres supérieurs) ainsi que par un mode fondamental non optimisé.

CONCLUSION

Ceci représente, à notre connaissance, la première démonstration d'un laser Nd:YVO₄, pompé transversalement par des LED IR, fonctionnant en régime quasi-continu, à température ambiante. Cette première démonstration montre l'intérêt de considérer le pompage par LED de cristaux laser dans le futur, particulièrement dans le visible où les LED sont fortement optimisées.

RÉFÉRENCES

- [1] P. Hummel, "Laboratory record: red LED breaks through the 200 lm/W barrier" *Opt. Photonik*, vol. 6, pp. 16, 2011.
- [2] V. Bilak and I. Goldobin, "Neodymium YAG lasers pumped by light-emitting diodes," *Sov. J. Quantum Electron.*, vol. 11, pp. 1471–1476, 1981.
- [3] J. Herrnsdorf, Y. Wang, J. J. D. McKendry, Z. Gong, D. Massoubre, B. Guilhabert, G. Tsiminis, G. a. Turnbull, I. D. W. Samuel, N. Laurand, E. Gu, and M. D. Dawson, "Micro-LED pumped polymer laser: A discussion of future pump sources for organic lasers," *Laser Photon. Rev.*, vol. 7, pp. 1065–1078, Nov. 2013.
- [4] L. Htein, W. Fan, P. R. Watekar, and W.-T. Han, "Amplification by white light-emitting diode pumping of large-core Er-doped fiber with 12 dB gain," *Opt. Lett.*, vol. 37, pp. 4853, 2012.
- [5] X. Liu, G. Zhao, Y. Zhang, and D. G. Deppe, "Semiconductor laser monolithically pumped with a light emitting diode operating in the thermoelectrophotonic regime," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, pp. 081116, 2013.
- [6] K. Lee, S. Bae, J. S. Gwag, J. H. Kwon, and J. Yi, "Study of a QCW Light-emitting-diode (LED)-pumped Solid-state Laser," *J. Korean Phys. Soc.*, vol. 59, pp. 3239, 2011.

DEVELOPPEMENT D'UN OSCILLATEUR A 946 NM A BASE DE FIBRE CRISTALLINE Nd:YAG POMPEE DIRECTEMENT DANS LE NIVEAU EMETTEUR

Jean-Thomas Gomes¹, Xavier Délen¹, Igor Martial², François Balembois¹, Patrick Georges¹

¹ *Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, 91127 Palaiseau, France*

² *Fibercryst SAS, Parc d'activité Wilson Bât A1, 31 Rue Wilson, F-69150 Decines Charpieu, France*

jean-thomas.gomes@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une architecture laser émettant à 946 nm basée sur la technologie des fibres cristallines en Nd:YAG. Le pompage du milieu à gain est ici réalisé directement dans son niveau émetteur à 885 nm afin de limiter les effets thermiques dans le laser. En régime continu, ce laser émet jusqu'à 28,4 W de puissance moyenne à 946 nm pour une pente d'efficacité de 30 % et un M^2 inférieur à 1,3.

MOTS-CLEFS : *Fibre cristalline; Nd:YAG ; quasi-trois niveaux.*

1. INTRODUCTION

La raie d'émission quasi-trois niveaux du Nd:YAG à 946 nm est très intéressante pour la réalisation de source laser pompée par diode émettant dans l'UV lointain (typiquement inférieur à 250 nm). En effet, avec deux processus de génération de seconde harmonique sur cette raie laser, il est possible d'atteindre la longueur d'onde de 236,5 nm. Cette dernière présente un grand intérêt dans des secteurs d'activités tels que le micro-usinage laser, l'étude de la structure des protéines [1] ou encore la fluorescence induite et la spectroscopie Raman appliquées à l'étude des gaz [2] et des explosifs [3].

2. ETAT DE L'ART

Dans tous ces secteurs d'activité, la source laser primaire à 946 nm doit être impulsionnelle et polarisée. La réalisation de celle-ci présente de nombreuses difficultés avec des cristaux de Nd:YAG classiques. En effet, la faible section efficace d'émission du Nd:YAG à 946 nm (un ordre de grandeur plus faible que celle à 1064nm) limite fortement le gain dans ce type de laser. De plus, les effets thermiques dans ces cristaux imposent l'utilisation de faibles taux de dopage en ions Néodyme. L'utilisation de diodes de pompe de forte puissance ne compense pas ces limitations car, dans le cas des cristaux massifs, la divergence du faisceau de pompe limite la longueur de cristal utile et donc l'absorption de ce rayonnement.

Dans ce contexte, la technologie des fibres cristallines semble la solution idéale pour contourner les limites des cristaux massifs. En effet, le design de ces dispositifs, qui se présentent sous la forme de cristaux longs et fins, permet à la fois de maximiser l'absorption du faisceau de pompe tout en offrant une excellente répartition de la charge thermique induite par ce dernier. Ces caractéristiques sont particulièrement bien adaptées à la problématique des oscillateurs laser Nd:YAG émettant à 946 nm.

Lors de précédents travaux, nous avons réalisé un oscillateur à 946 nm déclenché et polarisé à partir d'une fibre cristalline Nd:YAG pompée à 808 nm [4]. En régime continu, ce laser a permis d'obtenir jusqu'à 11,5 W de puissance moyenne à 946 nm avec un M^2 inférieur à 1,7 [5].

Pour aller plus loin dans le développement de cette architecture laser, nous présentons ici un oscillateur polarisé à 946 nm réalisé à partir d'une fibre cristalline Nd:YAG pompée à 885 nm. Le

Le pompage du milieu à gain directement dans son niveau émetteur permet de diminuer la charge thermique du matériau de plus d'un facteur deux par rapport à un pompage classique à 808 nm. Cela conduit à l'amélioration de la pente d'efficacité du laser et de la qualité du faisceau [6].

3. ARCHITECTURE DE L'OSCILLATEUR

Le schéma de l'oscillateur est détaillé en figure 1. Le milieu amplificateur est une fibre cristalline en Nd:YAG de 45 mm de long pour 1 mm de diamètre, dopée à 0,5 %. Son pompage optique est réalisé par une diode à 885 nm de 200 W (200 μ m ; NA 0,22). Le rayonnement de cette diode est focalisé sur un diamètre de 480 μ m à l'entrée du cristal au travers d'un miroir dichroïque D1 HT à 946 nm et HR à 885nm. La cavité laser est formée par les miroirs concaves M1 (R1=100mm) et M2 (R2=200 mm), traités HR à 946 nm et HT à 1064 nm. La polarisation du laser est assurée par un polariseur P utilisé en réflexion. Ce polariseur joue également le rôle de coupleur variable en combinaison avec une lame quart-d'onde placée devant M2. La transmission de ce dernier est fixée à 30 %. La longueur totale de la cavité est de 315 mm.

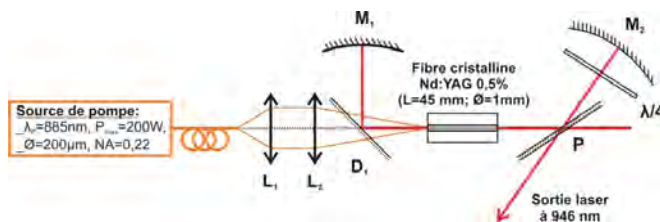


Fig. 1 : Schéma de l'oscillateur en Nd:YAG à 946 nm.

L'absorption du faisceau de pompe est ici supérieure à 80%. Avec cette cavité, nous avons obtenu une puissance moyenne extraite à 946 nm de 28,4 W pour une puissance de pompe incidente à 885 nm de 137,5 W. La pente d'efficacité du laser est ici de 30 %. Enfin, la qualité du faisceau à 946 nm est caractérisée par un M^2 inférieur à 1,3.

CONCLUSION

Bien que préliminaires, ces résultats montrent déjà la plus forte puissance jamais obtenue à 946 nm avec une telle qualité de faisceau. Ils démontrent le fort potentiel de notre oscillateur en Nd:YAG à 946 nm pompé directement dans son niveau émetteur à 885 nm. L'étape suivante consistera à introduire un modulateur acousto-optique dans la cavité pour réaliser un régime déclenché.

RÉFÉRENCES

- [1] R. Bhartia, E. C. Salas, W. F. Hug, R. D. Reid, A. L. Lane, K. J. Edwards, and K. H. Neilson, "Label-Free Bacterial Imaging with Deep-UV-Laser-Induced Native Fluorescence," *Applied and Environmental Microbiology*, Vol. 76, pp. 7231-7237, 2010.
- [2] W. G. Bessler, C. Schulz, T. LEE, J. B. Jeffries, and R. K. Hanson, "Carbon dioxide UV laser-induced fluorescence in high-pressure flames," *Chemical Physics Letters*, Vol. 375, pp. 344-349, 2003.
- [3] N. Chai, S. V. Naik, N. M. Laurendeau, R. P. Lucht, S. Roy, and J. R. Gord, "Single-laser-shot detection of nitric oxide in reacting flows using electronic resonance enhanced coherent anti-Stokes Raman scattering," *Applied Physics Letters*, Vol. 93, pp. 091115, 2008.
- [4] L. Deyra, F. Balembois, and P. Georges, "Lasers bleus de forte puissance à base de fibre cristalline en ND:YAG," *Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique*, 2013.
- [5] L. Deyra, I. Martial, F. Balembois, J. Didierjean, and P. Georges, "Megawatt peak power, 1kHz, 266 nm sub nanosecond laser source based on single-crystal fiber amplifier," *CLEO Munich 2013*, 2013.
- [6] Y. F. Lü, X. D. Yin, J. Xia, R. G. Wang, and D. Wang, "Efficient continuous-wave intracavity frequency-doubled Nd:YAG-LBO blue laser at 473 nm under diode pumping directly into the emitting level," *Laser Physics Letters*, Vol. 7, pp. 25-28, 2010.

GUIDE D'ONDE LASER DE $\text{LiYF}_4 : \text{Yb}^{3+}$ POUR L'AMPLIFICATION AUTOUR DE $1\mu\text{M}$

Mohamed SALHI¹, Western BOLANOS¹, Gurvan BRASSE¹, Vivien MENARD¹, Jean-Louis DOUALAN¹, Richard MONCORGE¹, Mathieu LAROCHE¹, Baptiste LECONTE¹, Blandine GUICHARDAZ², François COURVOISIER² et Patrice CAMY¹

¹CIMAP – Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique - UMR 6252 CEA-CNRS-ENSICAEN-Université de Caen, 6 Boulevard du Marechal Juin 14050 CAEN Cedex 4, France

²Institut FEMTO-ST - UMR 6174 CNRS- Université de Franche-Comté, Département d'Optique P. M. Duffieux, 25030 Besançon cedex-France

mohamed.salhi@ensicaen.fr

RÉSUMÉ

Le travail présenté dans cette communication porte sur l'étude du gain autour de $1\mu\text{m}$ dans des guides d'onde de LiYF_4 (YLF) dopés ytterbium. Ces guides monocristallins ont été réalisés par épitaxie en phase liquide. Les caractérisations optiques et microstructurales de guides planaires et rubans sont présentées et discutées. Des valeurs de gain de l'ordre de 6 dB ont été mesurées sur les guides étudiés.

MOTS-CLEFS : *guide d'onde laser, amplification, épitaxie en phase liquide, $\text{LiYF}_4 : \text{Yb}^{3+}$*

1. INTRODUCTION

Les guides d'onde monocristallins présentent de nombreux avantages comparés aux cristaux massifs : ils permettent d'atteindre des densités de puissances plus élevées sur de plus grandes longueurs, conduisant ainsi à des gains plus importants. Ils permettent aussi de réaliser des oscillateurs lasers avec des seuils plus bas et un meilleur contrôle de la thermique. Leurs sections efficaces d'absorption et d'émission sont par ailleurs beaucoup plus importantes, comparées aux verres massifs ou aux fibres optiques à base de silice.

De nombreuses études ont déjà été menées sur les lasers à solides dopés ytterbium dans différents types de matrices [1]. Néanmoins, peu d'entre elles ont exploré le comportement laser et amplificateur de guides d'onde sous la forme de couches minces monocristallines [2]. Si dans des cristaux massifs de $\text{YLF}:\text{Yb}^{3+}$, un gain record de 1.46 dB/cm a été obtenu pour une puissance moyenne extraite de 224 W en continu [3], alors une configuration sous la forme de guide d'onde pourrait permettre, du fait du confinement, d'atteindre de meilleures performances et notamment un gain plus conséquent à température ambiante. Le cristal de LiYF_4 , de par sa bonne conductivité thermique et une basse énergie de phonons, est en effet un très bon candidat pour des applications laser de puissance autour de $1\mu\text{m}$ et $2\mu\text{m}$ sous la forme de guides d'onde laser ou de thin disks.

Le travail présenté dans cette communication porte sur l'étude de guides d'onde laser constitués d'une couche mince monocristalline de LiYF_4 dopé 4.5% Yb^{3+} . Les caractéristiques optiques et microstructurales de ces guides d'onde sont d'abord présentées, en rappelant au préalable et très brièvement la façon dont ils ont été réalisés ; les résultats obtenus à partir de modélisations de ces guides d'onde sont ensuite exposés et discutés ; enfin, un intérêt particulier a été porté aux mesures expérimentales du gain autour de $1\mu\text{m}$ sur la structure planaire en utilisant une sonde monomode fibrée.

2. REALISATION & CARACTERISATIONS PRELIMINAIRES DES GUIDES D'ONDE

La technique d'épitaxie en phase liquide (LPE), qui a été utilisée pour la réalisation des couches minces monocristallines constituant les guides d'onde de $\text{YLF}:\text{Yb}^{3+}$, est une technique de croissance en flux qui permet de faire croître rapidement des couches minces épitaxiées de très bonne qualité optique et présentant des épaisseurs de plusieurs dizaines de microns [4]. Les guides d'onde étudiés dans ce travail, de longueur 7 mm et de composition $\text{LiY}_{0.91}\text{Gd}_{0.05}\text{Yb}_{0.04}\text{F}_4$, ont été réalisés sur des substrats de YLF non dopés (homoépitaxie) et se présentent sous la forme d'un guide planaire d'une épaisseur de $25\mu\text{m}$. Des guides ruban microstructurés d'une épaisseur de $5\mu\text{m}$ et d'une largeur de $25\mu\text{m}$ ont également été réalisés récemment (voir dernière partie). La différence d'indice de réfraction Δn entre le guide et le substrat dans l'intervalle

[960 nm – 1020 nm] a été mesurée par la méthode des M-Lines et s'élève à 1.8×10^{-3} , ce qui est suffisant pour répondre aux conditions de guidage de l'onde dans la couche épitaxiée.

3. MODELISATIONS DES GUIDES D'ONDE YLF : 4.5%YB³⁺

Les modélisations décrites ici ont pour objectifs de déterminer l'épaisseur au-delà de laquelle le guide d'onde présente un caractère multimode, afin de définir la géométrie du guide d'onde souhaité au regard des applications visées et de la longueur d'onde considérée. Ces modélisations s'appuient sur la relation de dispersion rappelée ci-après, qui décrit la propagation de modes d'ordre m dans un guide d'épaisseur d :

$$2kn_1d \cos(\theta_1) - \phi_s - \phi_c = 2\pi m,$$

où ϕ_s, ϕ_c sont respectivement les déphasages induits entre l'interface substrat-couche et l'interface air-couche, k le vecteur d'onde, n_1 l'indice de la couche active, et θ_1 l'angle avec l'axe de propagation dans le guide.

Les résultats de ces simulations, réalisées via deux méthodes de calcul différentes, l'une analytique basée sur l'équation ci-dessus, et l'autre numérique (BPM) conduisent à une propagation multimode à 1.02 μm pour une épaisseur de guide supérieure ou égale à 12 μm . Les deux méthodes de calculs utilisés confirment ces résultats.

4. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le dispositif expérimental mis en œuvre pour réaliser les mesures de gain est basé sur la technique pompe-sonde. Un laser Ti : Sa ajusté à 960 nm sert de source de pompage, tandis qu'un oscillateur laser à base de fibre double-gaine dopée Yb, accordable autour de 1,02 μm permet de sonder l'amplification du milieu sur la bande de gain du matériau. Le graphe de la figure 1 présente les mesures expérimentales de gain réalisées pour différentes puissances de pompe dans le cas du guide planaire. Pour la première fois sur un guide cristallin épitaxié, un gain record de 6.03 dB a été obtenu. Le dispositif est extrêmement compact : l'épaisseur du guide est de 25 μm sa longueur de 7 mm. Le même type de mesure est en cours sur des guides microstructurés par dicing à Besançon (FEMTO) dont une image obtenue par microscopie confocale est présentée en figure 2.

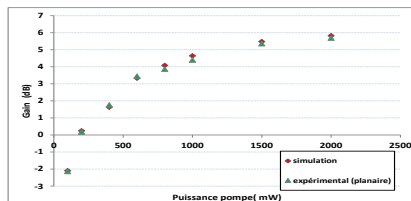


Fig. 1 : gain sur guide planaire YLF:4.5%Yb, L=7mm, d=25 μm , P_{sonde}=500 μW

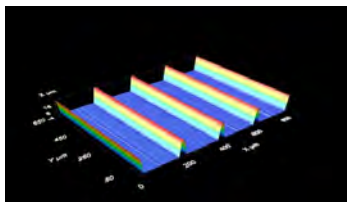


Fig. 2 : Topographie 3D de guides rubans microstructurés YLF:4.5%Yb

CONCLUSION

Un gain simple passage de 6 dB à 1020 nm a été mesuré à partir de guides d'onde cristallins de YLF : Yb³⁺, sous la forme planaire. Ces résultats très encourageants font actuellement l'objet d'une étude plus approfondie afin d'être optimisés, notamment en ce qui concerne les guides rubans microstructurés réalisés par dicing.

RÉFÉRENCES

- [1] B. Viana, J. Petit, R. Gaumé, P. Goldner, M. Jacquemet, F. Druon, S. Chénais, F. Balembois, and P. Georges, in *Solid State Lasers and Applications*, A. Sennaroglu, ed. (CRC Press, 2007), pp. 77–112.
- [2] Western Bolaños,* Florent Starecki, Alain Braud, Jean-Louis Doualan, Richard Moncorgé, and Patrice Camy, « 2.8 W end-pumped Yb³⁺:LiYF₄ waveguide laser », *Optic Letters* December 15, Vol. 38, No. 24 p 5377, 2013.
- [3] J. Kawanaka, K. Yamakawa, H. Nishioka, and K. Ueda, "Improved high-field laser characteristics of a diode-pumped Yb:LiYF₄ crystal at low temperature", *Opt. Express*, 10, 10, 455-460.
- [4] Florent Starecki, Western Bolanos, Gurvan Brasse, Abdelmjid Benayad, Magali Morales, Jean-Louis Doualan, Alain Braud, Richard Moncorgé, Patrice Camy, « Rare earth doped LiYF₄ single crystalline films grown by liquid phase epitaxy for the fabrication of planar waveguide laser », *J. of Cryst. Growth*, vol. 401, pp 537-541, 2013.

LASER BI-FREQUENCE PULSE YLF₄:Nd HORS AXES PRINCIPAUX ET GENERATION THZ

Alain Brenier

Institut Lumière Matière, UMR5306 Université Lyon 1-CNRS, Université de Lyon

69622 Villeurbanne Cedex, France

alain.brenier@univ-lyon1.fr

RÉSUMÉ

Grâce à une direction de propagation hors axes principaux dans un cristal de YLF :Nd la section efficace en polarisation extraordinaire à 1047 nm peut être ramenée à la même valeur que celle de la polarisation ordinaire à 1053 nm, ce qui facilite la réalisation d'un laser bifréquence. Des pulses simultanés de moins de 10 ns ont été obtenus et ont permis de générer une émission à 1.6 THz par différence de fréquences dans un cristal de GaSe avec une puissance moyenne de 30 nW à 4 kHz de taux de répétition.

MOTS-CLEFS : *bi-fréquence, Q-switch, génération THz*

1. INTRODUCTION

Les ondes Terahertz, inoffensives pour les êtres vivants contrairement aux rayons X, ont un grand intérêt pour l'imagerie d'objets dissimulés ou les télécommunications [1, 2]. Elles peuvent être produites directement par les lasers à cascade quantiques, certains lasers à gaz et des diodes Shottky et Gunn, ou indirectement par différence de fréquences dans un photo-mélangeur ou un cristal non linéaire tel que GaP, LiNbO₃, ZnGeP₂... Ici nous présentons un laser bi-fréquence pulsé YLF₄:Nd (YLF) et les premiers résultats de génération à 1.6 THz avec un cristal GaSe.

2. SPECTROSCOPIE DE YLF :Nd HORS AXES PRINCIPAUX

YLF :Nd possède deux raies d'émission intenses à 1053 nm (E₁c) et à 1047 nm (E//c) de section efficaces dans le rapport 1.2/1.8 respectivement. Pour obtenir un mode en polarisation extraordinaire de même section efficace que celle de la polarisation ordinaire, nous avons utilisé une direction de propagation dans le plan (a-c) faisant un angle de 50.3° avec l'axe c. Cette valeur, issue d'un calcul simple, est confirmée par l'égalité de l'intensité des deux raies d'émission dans les spectres enregistrés en polarisations ordinaire et extraordinaire (Fig. 1).

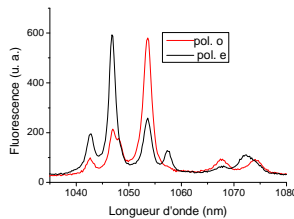


Fig. 1 : Fluorescence d'un cristal YLF :Nd orienté à 50.3° de l'axe c.

3. LASER BIFRÉQUENCE PULSÉ YLF :Nd HORS AXES PRINCIPAUX

Un cristal YLF :Nd de 4 mm d'épaisseur, orienté à 50.3° de l'axe c , traité anti-reflet, est placé dans une cavité plan-concave et est pompé à 798 nm par une diode fibrée Limo. Le déplacement transverse du miroir concave de sortie permet d'ajuster le pompage relatif des deux modes ordinaire et extraordinaire séparés spatialement par la biréfringence à l'entrée du cristal, afin d'égaliser leurs intensités laser. Un modulateur acousto-optique permet d'obtenir le régime pulsé (Fig. 2). Un cristal de KTP orienté pour la conversion type II a permis d'obtenir 70 mW de somme de fréquences à 525 nm pour 625 mW de pompe.

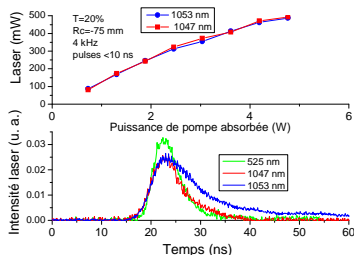


Fig. 2 : (a) Puissance laser dans les polarisations ordinaire et extraordinaire en fonction de la puissance absorbée ; (b) évolution temporelle des pulses.

4. GENERATION THz PAR DIFFERENCE DE FREQUENCES DANS GASE

Le faisceau laser bifréquence focalisé est dirigé sur la face perpendiculaire à l'axe c d'un cristal de GaSe tourné d'un angle de 11.5° correspondant à l'accord de phases $o(1047 \text{ nm})-e(1053 \text{ nm}) \rightarrow e(1.6 \text{ THz})$ dans le plan XY. Le faisceau THz émis est focalisé avec une lentille de téflon sur une cellule de Golay de sensibilité $7.8 \cdot 10^4 \text{ V/W}$ et de $NEP=114 \text{ pW/Hz}^{1/2}$. Les premiers résultats ont donné 22 nW à 1.6 THz avec une pompe de 2X300 mW à 4 kHz de taux de répétition. Des travaux sont en cours pour améliorer les effets thermiques dans le matériau laser et la détection THz.

CONCLUSION

Grâce à une direction de propagation hors axes principaux dans un cristal de YLF:Nd nous avons ramené la section efficace en polarisation extraordinaire à 1047 nm à la même valeur que celle de la polarisation ordinaire à 1053 nm, ce qui facilite l'obtention de l'égalité des deux intensités laser. Des pulses simultanés de moins de 10 ns ont été obtenus et ont permis de générer une émission à 1.6 THz par différence de fréquences dans un cristal de GaSe avec une puissance moyenne de 30 nW à 4 kHz de taux de répétition.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Koch, Opt. Photon. News 18 (3), p.21, 2007.
- [2] I. Duling and D. Zimdars, Laser Focus World 43 (4), p.63, 2007.

GENERATION D'IMPULSIONS DE 100 FS DANS UN AMPLIFICATEUR REGENERATIF A BASE D'YB:CALGO

Julien Pouysegur,^{1,2*} Martin Delaigue,² Yoann Zaouter,² Clemens Hönninger,² Eric Mottay,² Anaël Jaffrès,³ Pascal Loiseau,³ Bruno Viana,³ Patrick Georges¹ and Frederic Druon¹

*1. Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris-Sud,
2 Ave. Augustin Fresnel, Palaiseau Cedex 91127, France*

2. Amplitude Systemes,

11 Avenue de Canteranne, Cité de la Photonique, 33600 Pessac, France

*3. Chimie-Paristech, Laboratoire de Chimie de la Matière Condensée de Paris, CNRS-
UPMC Univ Paris 06,*

11 rue Pierre et Marie Curie 75005 Paris, France

**correspondance : julien.pouysegur@institutoptique.fr*

RÉSUMÉ

Des impulsions ultra-courtes d'une durée de 100 fs ont été obtenues dans un amplificateur régénératif utilisant un cristal d'Yb:CALGO. Le rétrécissement spectral par le gain a été minimisé en employant une technique d'amplification non-linéaire utilisant l'effet Kerr.

MOTS-CLEFS : *laser ytterbium, amplificateurs régénératifs, lasers ultracourts*

1. INTRODUCTION

La génération d'impulsions ultra-courtes dont les énergies sont comprises entre dix et plusieurs centaines de microjoules constitue l'un de sujet de développement phare de ces 10 dernières années dans le domaine des lasers solides pompés par diode. Néanmoins, pour des architectures types amplificateurs utilisant de cristaux dopés Ytterbium, générer des impulsions sub 100fs reste actuellement un véritable challenge, principalement à cause du rétrécissement spectral par le gain. Et ceci reste vrai malgré l'énorme effort fait pour trouver des nouveaux matériaux laser à bande spectrale particulièrement large comme par exemple l'Yb:CALGO [1,2]. Pour contourner cette limitation, nous avons développé un amplificateur régénératif à base de Yb: CALGO qui de surcroît utilise une technique d'amplification non-linéaire pour élargir le spectre et s'opposer au rétrécissement du gain naturel durant l'amplification. Avec des impulsions de 24 μ J et des durées inférieures à 100 fs, cette architecture montre un grand potentiel pour beaucoup d'applications industrielles et scientifiques.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET RESULTATS

Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 1 (gauche) et est composé d'un oscillateur, d'un étireur à dispersion négative, d'un amplificateur régénératif et d'un compresseur. L'oscillateur délivre des impulsions centrées à 1045 nm, avec une largeur spectrale de 13 nm pour une cadence de 46 MHz. Le milieu à gain utilisé est un cristal d'Yb:CALGO dopé 5%, de 4 mm de long, coupé suivant l'axe c et traité antireflet pour les longueurs d'onde laser (1030 nm) et de

pompe (980 nm). En sortie d'amplification, les impulsions sont comprimées avec une efficacité de 60% à l'aide d'un compresseur intégrant des réseaux en transmission de 500 tpm.

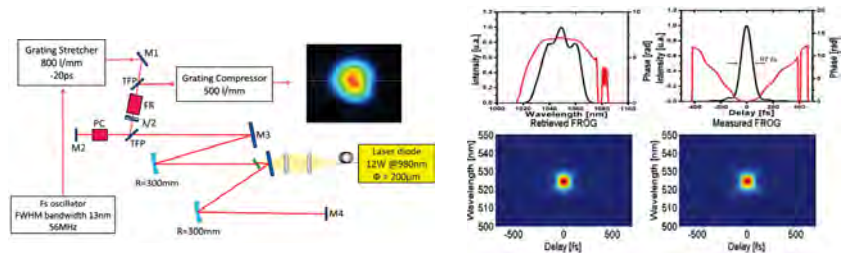


Fig. 1.(gauche) Dispositif expérimental et profil du faisceau amplifié. M : miroir plan. TFP : polariseur à film mince. PC: Cellule de Pockels. FR: Rotateur de Faraday. **(droite)** (haut) Profils spectral et temporels retrouvés à partir du FROG SHG ; (bas) traces FROG mesurée et retrouvée.

Les impulsions les plus courtes ont été obtenues à une cadence optimale de 50 kHz avec une puissance moyenne correspondante de 1,2 W et une énergie par impulsion de 24 μ J. Le résultat des mesures du FROG SHG est montré sur la Figure 1 (droite). Ces mesures sont en adéquation avec des mesures indépendantes : l'autocorrélation et la mesure du spectre. La durée des impulsions est de 97 fs pour une largeur spectrale de 19 nm à mi-hauteur. Afin d'analyser les différents phénomènes mis en jeu et d'optimiser la durée d'impulsion ainsi que leur qualité temporelle, des simulations numériques ont été effectuées dans le but d'équilibrer les différents effets tels que la dispersion, la compression spectrale et l'élargissement spectral par effet Kerr [3,4].

CONCLUSION

Dans notre expérience, la combinaison d'un milieu à gain tel que le Yb:CALGO fournissant un spectre d'émission exceptionnellement large avec une méthode non-linéaire atypique pour combattre le rétrécissement spectral par le gain, nous a permis de générer des impulsions de 24 μ J, 97 fs avec une très bonne qualité temporelle, pour une puissance crête de 218 MW ; ceci correspond à un record pour les cristaux dopés à l'ytterbium.

RÉFÉRENCES

- [1] Y. Zaouter, J. Didierjean, F. Balembois, G. L. Leclin, F. Druon, P. Georges, J. Petit, P. Goldner, and B. Viana, Optics letters, "47-fs diode-pumped Yb: CaGdAlO4 laser" 119–121, 2006.
- [2] E. Caracciolo, M. Kemnitzer, A. Guandalini, F. Pirzio, J. Aus der Au, and A. Agnesi, "28-W, 217 fs solid-state Yb: CaIGdO4 regenerative amplifiers," Opt. Lett. 38, 4131–4133 (2013)
- [3] J. Pouysegur, M. Delaigue, Y. Zaouter, C. Hönninger, E. Mottay, A. Jaffrès, P. Loiseau, B. Viana, P. Georges, and F. Druon, "Sub-100-fs Yb:CALGO nonlinear regenerative amplifier," Opt. Lett. 38, 5180–5183 (2013)
- [4] J. Pouysegur, M. Delaigue, C. Hönninger, Y. Zaouter, P. Georges, F. Druon, E. Mottay, " Numerical and experimental analysis of nonlinear regenerative amplifiers overcoming the gain bandwidth limitation," Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of (Vol 21, Issue 1)

DES IMPULSIONS FEMTOSECONDES OU PICOSECONDES POUR LE TRANSFERT DE BIOMATERIAUX ASSISTE PAR LASER ?

Stéphane Petit¹, Raphael Devillard^{1,2,3}, Jean-Christophe Delagnes¹, Olivia Kerouredan², Florent Deloison³, Eric Cormier¹

¹ Centre Lasers Intenses et Applications (CELIA) UMR 5106 CNRS-CEA, Université de Bordeaux, 33400 Talence, France

² Bioingénierie Tissulaire (BioTis), INSERM U1026, Université de Bordeaux, 33076 Bordeaux, France

³ AlphaNov, Institut Optique d'Aquitaine, 33400 Talence, France

petit@celia.u-bordeaux1.fr

RÉSUMÉ

La bioimpression de cellules vivantes et l'injection de liquides biologiques sans aiguille se sont développées en modifiant le procédé LIFT (Laser Induced Forward Transfert). A l'aide d'un laser à fibre émettant à 1030 nm des impulsions d'une durée comprise entre 400fs et 18 ps, nous avons étudié par ombroscopie les différences morphologiques de jets d'alginate générés par laser. Ainsi, nous avons pu ainsi mettre en évidence différents régimes de jets permettant ainsi de cibler la durée d'impulsions selon l'application visée.

MOTS-CLEFS : LIFT ; microjet, bioimpression,

1. INTRODUCTION

Le procédé LIFT (Laser Induced Forward Transfert) a été récemment modifié pour le transfert de cellules vivantes ou de molécules biologiques. Par ailleurs, la bioimpression assistée par laser, grâce à sa meilleure résolution, s'est développée comme une alternative aux techniques de bioimpression par jet d'encre[1]. Parallèlement, les systèmes d'injection sans aiguille se sont aussi développés afin d'augmenter le rendement d'une campagne de vaccination tout en diminuant les accidents. A l'opposé des dispositifs commerciaux utilisant un gaz sous haute pression, une méthode originale inspirée du LIFT été explorée afin de de créer des microjets dans des capillaires, leur finesse et leurs grandes vitesses leur permettant de pénétrer la peau [2] avec précision.

Les matériaux biologiques utilisés par la bioimpression et l'injection sans aiguille ne sont pas les mêmes mais dans les deux cas une bulle est créée par la focalisation d'une impulsion laser à l'interface liquide-air et sa détente provoque la création d'un jet entraînant le matériau d'intérêt biologique. Comparées aux impulsions nanosecondes où une couche métallique placée à l'interface substrat-liquide aide à l'absorption du rayonnement laser, les impulsions femtosecondes et picosecondes profitent de l'absorption multiphotonique pour produire un claquage optique générant un microjet. Nous présentons donc ici des expériences qui étudient les différences morphologiques des jets dans ces gammes de durée.

2. EXPERIENCES

Un laser à fibre basé sur l'amplification à dérive de fréquence délivre des impulsions de 400 fs à la longueur d'onde de 1030 nm. Un cube polariseur permet de contrôler l'énergie sur cible. Un étireur à lentille placé dans une configuration proche de la dispersion nulle permet selon la position du système d'imagerie de continuum ajuster la durée des impulsions sur cible de 400 fs à 1 ns. Le liquide biologique est placé sur une lame de verre transparente (épaisseur 2mm) tandis que le laser traversant cette lamelle est focalisé verticalement proche de la surface liquide-air par un objectif de

microscope (ON 0,4, distance focale 10mm) placé sur une platine de translation. Nous avons utilisé la technique d'imagerie résolue en temps de Schlieren pour visualiser les jets par ombroscopie. Les images de chaque tir laser sont enregistrées pour une énergie, une durée d'impulsion et un moment d'observation après le tir laser. Les images sont toutes traitées numériquement automatiquement pour en extraire les caractéristiques morphologiques des jets.

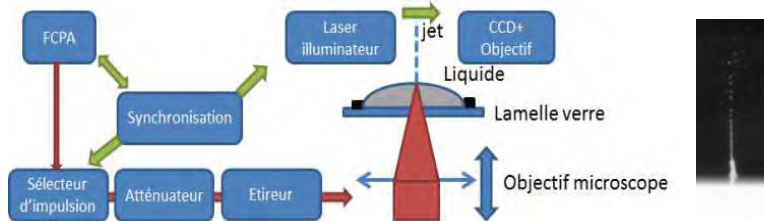


Fig. 1 : (a) Schéma expérimental (2) exemple de microjet

3. RESULTATS

Comme décrit sur la figure 2 (a), la vitesse instantanée du jet mesurée sur les premières 10 μs est déterminée par la durée de l'impulsion donnant des caractéristiques morphologiques des jets différentes. Des impulsions de 410 fs produisent des jets fins mais moyennement hauts avec une vitesse initiale basse. Plus la durée augmente, plus la hauteur, la largeur et la vitesse initiale des jets augmentent mais les impulsions de 14 ps permettent d'atteindre des jets de largeur constante dont la hauteur varie de manière linéaire avec l'énergie. Dans tous les cas, le seuil de formation de jets stables est de 4 μJ et une énergie supérieure à 14 μJ donne un jet instable sous forme de spray.

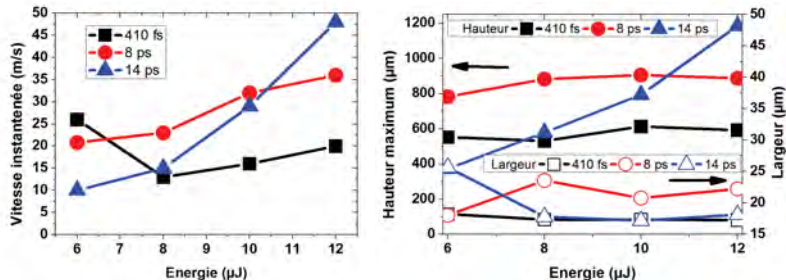


Fig. 2 : Pour trois durées d'impulsion (a) vitesse instantanée des jets pendant les premières 10 μs (b) hauteur et largeur maximales des jets laminaires.

4. CONCLUSION

La sélection de la durée d'impulsion est donc critique pour chaque application biomédicale. Pour la bioimpression de cellules vivantes, des sources femtosecondes seront plus appropriées quand les faibles vitesses et accélération permettront de minimiser l'endommagement des cellules lors de l'atterrissage tout en associant une meilleure résolution par la finesse du jet. Au contraire, les applications d'injection sans aiguille bénéficieront des hautes vitesses et accélérations des jets à grande distance créés par des impulsions de 14 ps dont la robustesse et la stabilité seront un atout pour une application in-vivo.

RÉFÉRENCES

- [1] Devillard R, Pagès E, Correa MM, Kériquel V, Rémy M, Kalisky J, et al. Cell patterning by laser-assisted bioprinting. *Methods Cell Biol* 2014;vol. 119, pp159–174, 2014
- [2] Tagawa Y, Oudalov N, El Ghalbzouri A, Sun C, Lohse D. Needle-free injection into skin and soft matter with highly focused microjets. *Lab Chip*. 7;vol 13, pp 1357-1363,2013.

PREMIERE MESURE DIRECTE DU RENDEMENT DE CONVERSION POUR LA SHG DE TYPE I DE 1064 nm DANS LE CRISTAL YCOB ASSOCIE A DES DIRECTIONS D'ACCORD DE PHASE HORS DES PLANS PRINCIPAUX

Federico Khaled¹, Feng Guo², Patricia Segonds², Pascal Loiseau¹, Gérard Aka¹ et Benoit Boulanger²

¹PSL Research University, Chimie ParisTech – CNRS, Institut de Recherche de Chimie Paris, 75005 Paris, France

²Institut Néel C.N.R.S - Université Joseph Fourier BP 166, F38402 Grenoble Cedex 9, France

federico.khaled@chimie-paristech.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons les premiers résultats d'une campagne financée par le réseau CMDO+ en 2014 et 2015. Il s'agit des premières mesures directes des directions d'accord de phase et des rendements de conversion associés pour la génération de seconde harmonique (SHG) de type I de 1064 nm dans le cristal non linéaire YCOB ($YCa_4O(BO_3)_3$), hors des plans principaux du repère diélectrique.

MOTS-CLEFS : optique non linéaire, génération de seconde harmonique, YCOB.

INTRODUCTION

Les oxoborates de calcium et de terres rares, de compositions chimiques $ReCa_4O(BO_3)_3$ (où $Re = Gd, Y, La$), sont des cristaux avec un arrangement cristallographique monoclinique non centrosymétrique (groupe d'espace Cm). Ils permettent donc la génération de lumière paramétrique à partir de processus quadratiques de conversion de fréquence. Parmi ces cristaux, $YCa_4O(BO_3)_3$ (YCOB) posséderait les coefficients non linéaires d_{eff} les plus élevés et il permet la SHG de type I d'une source émettant un rayonnement à la longueur d'onde fondamentale 1064 nm [1].

Si nous nous intéressons particulièrement à ce processus, le matériau de référence pour des forts rendements de conversion avec une puissance moyenne élevée est à ce jour le cristal de LBO (LiB_3O_5). Cependant, plusieurs études ont montré que YCOB seraient un nouveau challengeur.

ÉTAT DE L'ART DE YCOB ?

Le cristal YCOB, a aussi l'avantage de ne pas être hygroscopique, et peut être rapidement élaboré en grande dimension grâce la technique de Czochralski (fusion congruente).

Les expériences menées au sein du groupe MPOE de l'IRCP ont montré que les cristaux LBO et YCOB présentent des performances similaires dans les plans principaux [2]. En revanche, hors des plans principaux, là où le rendement de conversion maximum est attendu, le cristal de YCOB possède une acceptation thermique très élevée (53K.cm) et un fort coefficient non linéaire effectif ($1,42pm.V^{-1}$), mais présente en contrepartie un fort walk-off ($1,21^\circ$) et une faible acceptation angulaire (0,064°.cm).

Si les directions d'accord de phase pour la SHG de type I dans YCOB sont assez bien identifiées, leur calcul dépend des équations de Sellmeier [2-6]. Il existe aussi une grande disparité de résultats sur l'évaluation des coefficients non linéaires d_{ij} , de sorte que des efficacités de conversion de fréquence optimales très différentes ont été publiées [5].

Nous avons donc envisagé la première étude exhaustive de ce processus dans YCOB à partir de la mesure directe de toutes les directions d'accord de phase, ainsi que les rendements de conversion associés de ce processus.

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA SHG DE TYPE I A 1064nm DANS YCOB

Pour l'étude expérimentale de YCOB, un échantillon a été usiné sous forme de sphère polie à la qualité optique. Après avoir orientée grâce aux rayons X (méthode Laue), la sphère a été colée sur une tête goniométrique et montée sur un cercle Kappa, qui permet d'accéder à toutes les directions du cristal. L'ensemble a été couplé à un laser YAG: Nd émettant des pulses nanosecondes avec une fréquence de 10 Hz à la longueur d'onde fondamentale 1064nm par le biais d'éléments optiques. Le faisceau laser est focalisé dans la sphère par le biais d'une lentille, de sorte que sa propagation est toujours parallèle au diamètre de la sphère. Les premiers résultats expérimentaux des directions d'accord de phase et de rendement de conversion associés sont présentés en figure 1.

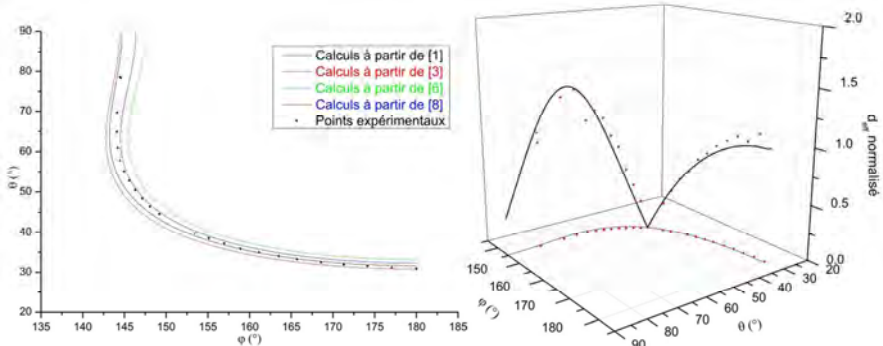


Fig 1 : Directions d'accord de phase (a) et rendements de conversion associés (b) hors plan principaux pour YCOB

L'interpolation de nos points expérimentaux nous donne une efficacité de conversion de SHG de type I maximale dans la direction $(\theta; \varphi) = (68 \pm 1^{\circ}; 144 \pm 1^{\circ})$.

Nos résultats sont en accord avec les calculs théoriques à partir de [5] qui prédisent pour le rendement de conversion et à partir de [1] pour les Sellmeier qui prédisent $(\theta; \varphi) = (67,9^{\circ}; 142,9^{\circ})$ et $d_{eff,normalisé} = 1,42 \text{ pm/V}$.

CONCLUSION

Des lames ont été découpées dans la direction $(\theta; \varphi) = (68^{\circ}; 144^{\circ})$ afin de mesurer très précisément le rendement de conversion et les acceptances (spectrale et angulaire) associées. Ces mesures sont en cours et les résultats seront présentés à la conférence.

REFERENCES

- [1] F. Mougél, Thèse de l'université Paris 6 (1999).
- [2] P. Loiseau, T. Taira, G. Aka, OSA Topical Meeting on Advanced Solid-State Photonics ASSP 2011, Istanbul, (2011).
- [3] N. Umemura, H. Nakao, H. Furuya, M. Yoshimura, Y. Mori, T. Sasaki, K. Yoshida, K. Kato, Jpn. J. Appl. Phys. 40(2A), 596-600 (2001).
- [4] N. Umemura, M. Ando, K. Suzuki, E. Takaoka, K. Kato, M. Yoshimura, Y. Mori, T. Sasaki, J. Appl. Phys. 42, 5040-5042 (2003).
- [5] M. V. Pack, D. J. Armstrong, A. V. Smith, G. Aka, B. Ferrand, D. Pelenc, J. Opt. Soc. Am. B 22(2), 417-425 (2005).
- [6] P. Segonds, B. Boulanger, J.-Ph. Fève, B. Ménaert, J. Zaccaro, G. Aka, D. Pelenc, J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 21, No. 4, 765 (2004).
- [7] D. A. Roberts, IEEE J. Quant. Electr. 28(10), 2057-2074 (1992).
- [8] M. Iwai, T. Kobayashi, H. Furuya, Y. Mori, T. Sasaki, Jpn. J. Appl. Phys. Vol.36 (1997), pp L276-L279.

GENERATION DE TROISIEME HARMONIQUE : UNE SONDE UNIQUE POUR L'ANALYSE D'UN MILIEU ISOTROPE CONTRAINT

Adrien Borne¹, Tomotaka Katsura², Corinne Félix¹, Patricia Segonds¹, Véronique Boutou¹, Kamel Bencheikh³, Ariel Levenson³ and Benoit Boulanger¹

¹ Institut Néel, CNRS / Université Joseph Fourier, BP 166, 38402 Grenoble, France

² Adv. Tech. R&D Center, Mitsubishi Electric Corporation, 8-1-1, Tsukaguchi-honmachi, Amagasaki, Hyogo, Japan

³ Laboratoire de Photonique et Nanostructures CNRS, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

veronique.boutou@neel.cnrs.fr

RÉSUMÉ

En étudiant la génération de troisième harmonique vers 516 nm dans une fibre de silice dopée au germanium de rayon de cœur 2.19 μm , nous avons mesuré sa biréfringence et l'anisotropie de son tenseur de susceptibilité d'ordre 3 et ainsi mis en évidence une contrainte indésirable due à des défauts d'élaboration.

MOTS-CLEFS : *optique non linéaire, génération d'harmonique, fibre optique*

1. INTRODUCTION

La génération de troisième harmonique (THG) peut servir à la caractérisation d'une anisotropie de l'indice de réfraction et du tenseur de susceptibilité d'ordre trois d'une fibre optique [1]. Nous avons, en effet, étudié une fibre optique en silice de 642-mm de rayon de cœur de 2.19 μm , dopée au Germanium (GeO_2 , concentration molaire : 37% au centre de la fibre) et avec un gradient d'indice entre le cœur et la gaine de $\Delta n = 6 \times 10^{-2}$.

Cette fibre a été élaborée afin d'induire une THG par accord de phase entre le champ fondamental (autour de 1550 nm) dans le mode Gaussien fondamental LP01 et le signal de troisième harmonique (TH, mode LP03) [2]. Pour observer la THG, nous avons utilisé un oscillateur paramétrique optique (OPO Panther, 10 Hz, durée d'impulsion 5 ns) accordable de 400 à 2400 nm. Pour les expériences, la fibre a été maintenue non courbée.

2. LIGNES NEUTRES ET BIREFRINGENCE

La transmission de la fibre à 1550 nm a d'abord été étudiée en l'installant entre deux polariseurs linéaires, tournés simultanément. L'énergie transmise est alors enregistrée en fonction de l'angle de rotation α (Fig.1(a)). Contrairement à un milieu isotrope, nous observons des maxima successifs correspondent aux deux lignes neutres orthogonales, soit l'axe y ($\alpha=90^\circ$) et l'axe z ($\alpha=0^\circ$), l'axe x étant l'axe de la fibre. Cela signe une anisotropie.

Nous avons ensuite réalisé les expériences de THG. Comme illustré Fig.1(b), le spectre de TH a été mesuré, en balayant ω , pour trois orientations θ_{ω}^{in} de l'onde à ω polarisée. Nous observons alors que la longueur d'onde d'accord de phase $\lambda_{3\omega}$ varie entre 516.4 nm si $\theta_{\omega}^{in}=90^\circ$ (axe y) et 516.9 nm lorsque $\theta_{\omega}^{in}=0^\circ$ (axe z). Cette variation spectrale indique que l'indice de réfraction de la fibre est anisotrope et peut être utilisée pour estimer la biréfringence. Si l'on néglige la dispersion d'indice entre 516.4 nm et 516.9 nm, il vient : $n_y(\text{LP}_{03}) - n_z(\text{LP}_{03}) = 9 \times 10^{-5}$.

3. CONFIGURATION DE POLARISATION ET TENSEUR DE SUSCEPTIBILITE D'ORDRE TROIS

L'étape suivante a consisté à analyser la polarisation de la THG en fonction de la polarisation de l'onde fondamentale (voir Fig.2(a)). L'analyse de cette évolution qui signe l'anisotropie de la

fibres nous a permis de déterminer le groupe de symétrie d'orientation de la fibre et son tenseur de susceptibilité d'ordre 3. Nous avons fait l'hypothèse que la fibre est équivalente à un milieu isotrope sous contrainte uniaxiale. En l'absence d'action mécanique externe, l'origine de cette contrainte intrinsèque pourrait être une légère ellipticité du cœur de la fibre.

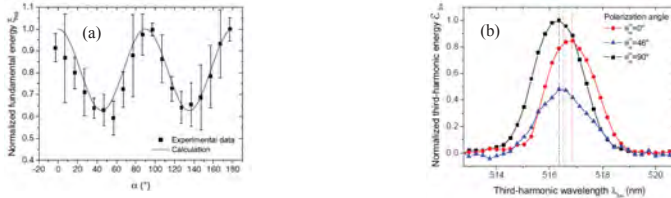


Fig. 1. (a) Énergie fondamentale ζ_{ω} transmise par la fibre entre deux polariseurs linéaires parallèles. α est l'angle de rotation de la polarisation correspondant. (b) Spectres normalisés de l'énergie THG $\zeta_{3\omega}$ pour différents angles de polarisation θ_{ω}^{in} du faisceau fondamental.

Selon le principe de Curie [3], le groupe ponctuel de la fibre contrainte, $G_{M-S} = \infty/mmm$ est donné par l'intersection entre celui du milieu sans contrainte $G_M = \infty/\infty/mmm$ (milieu isotrope) et celui de la contrainte $G_S = \infty/mmm$ (uniaxe), ∞ étant l'axe de la contrainte. Selon Kleinman, les coefficients non nuls du tenseur de susceptibilité électrique s'écrivent : $\chi_{xxxx} = \chi_{yyyy}$; $\chi_{zzzz} = \chi_{zzzz}$; $\chi_{xxzz} = \chi_{zzxx} = \chi_{zzzz} = \chi_{zzzz} = \chi_{yyzz} = \chi_{zzyy} = \chi_{yyzz} = \chi_{zzyy} = \chi_{yyzz} = \chi_{yyzz}$; $\chi_{xyyy} = \chi_{yyxy} = \chi_{xyxy} = \chi_{yxyx} = \chi_{yxxy} = \chi_{xyxx} = \chi_{xyxx} / 3$. Toutes les configurations de polarisation pour lesquelles le coefficient effectif est non nul ont été considérées, soit, en termes d'ondes ordinaire (o) et extraordinaire (e) : $(3\omega_o, \omega_o, \omega_o, \omega_o)$, $(3\omega_e, \omega_e, \omega_e, \omega_e)$, $(3\omega_o, \omega_o, \omega_e, \omega_e)$, $(3\omega_e, \omega_e, \omega_o, \omega_o)$. Les deux dernières configurations ont trois équivalents (permutation des ondes fondamentales). Sur la Fig.2(b), est tracé le résultat du calcul de l'intensité de TH en fonction de l'angle de polarisation de l'onde.

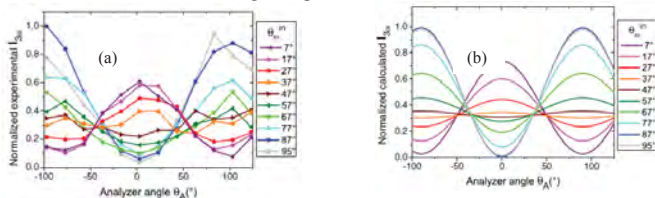


Fig. 2. Intensités de THG dans la fibre mesurées (a) et calculées en fonction de l'angle de l'analyseur θ_A pour différentes valeurs de θ_{ω}^{in} . Les incertitudes sur la mesure sont de l'ordre de $\pm 5.5\%$.

On constate sur les Fig.2(a) et (b) un accord remarquable entre les expériences et le calcul qui valide l'hypothèse de cette symétrie uniaxiale. Un ajustement des données expérimentales permet d'extraire : $\chi_{xyyy} / \chi_{zzzz} = 1.14 \pm 0.02$, $\chi_{yyzz} / \chi_{zzzz} = 0.50 \pm 0.02$, et $\chi_{yyzz} < \chi_{zzzz} < \chi_{xyyy}$.

CONCLUSION

La THG est un excellent outil pour analyser une anisotropie intrinsèque faible dans une fibre optique. Une telle approche peut aussi être utilisée dans le cas d'un milieu isotrope auquel est appliquée une contrainte mécanique externe [4].

RÉFÉRENCES

- [1] A. Borne, T. Katsura, C. Félix, B. Doppagne, P. Segonds, K. Bencheikh, J.A. Levenson, B. Boulanger, Opt. Lett. **40**(6), 982 (2015).
- [2] K. Bencheikh, S. Richard, G. Mélin, G. Krabshuis, F. Gooijer and J.A. Levenson, Opt. Lett. **37**(3), 289(2012).
- [3] J.F. Nye, *Physical Properties of Crystals* (Clarendon, 1985).
- [4] J. Douady, B. Boulanger, E. Fuchs, F. Smektala, and J. Troles, J. Opt. Soc. Am. B **22**(7), 1486(2005).

DIODE OPO A BOITES QUANTIQUES

Alice Bernard¹, Jean-Michel Gérard², Martin Kamp³, Ivan Favero¹, Sara Ducci¹,
Giuseppe Leo¹

¹ Sorbonne Paris Cité, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, Université Paris Diderot, CNRS-UMR 7162, Case courrier 7021, 75205 Paris Cedex 13, France

² Nanophysique et Semiconducteurs, CEA-CNRS-UJF group, CEA, INAC, SP2M, F-38054 Grenoble, France

³ Technische Physik, University of Würzburg, Am Hubland, D-97074 Würzburg, Germany
giuseppe.leo@univ-paris-diderot.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons le dessin et les caractérisations préliminaires de sources actives non linéaires permettant d'obtenir le seuil d'oscillation paramétrique dans les plateformes GaAs et InP. L'accord de phase modal est obtenu en ajustant la largeur de ruban et la température, des paramètres modifiables facilement en fin de fabrication ou pendant le fonctionnement. L'interaction paramétrique a lieu entre un mode de pompe d'ordre 3 à 980 nm (resp. 1,55 μm) pour la source sur GaAs (resp. InP), et deux modes fondamentaux du guide autour de 1960 nm (resp. 3,11 μm).

MOTS-CLEFS : *génération paramétrique ; lasers à boîtes quantiques*

1. INTRODUCTION

A la différence des lasers, il n'existe pas à ce jour d'OPO sur puce intégrable à un circuit photonique. Ce manque est particulièrement sensible dans le domaine du proche infrarouge (2 à 4 μm), où les sources largement accordables font défaut. Un OPO intégré injecté électriquement dans ce domaine spectral serait un résultat majeur et permettrait des applications dans la spectroscopie ou les télécommunications. Nous présentons un dessin et les premières caractérisations d'une structure de ce type, fonctionnant en régime continu à température ambiante.

2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Les sources présentées ici reposent sur un accord de phase modal dans un guide à ruban étroit gravé profondément, une géométrie originale qui offre un degré de liberté supplémentaire pour obtenir la conversion de fréquence. Modifier la largeur de ruban affecte les indices effectifs des modes et la température fournit un deuxième paramètre d'ajustement pendant le fonctionnement du laser. L'utilisation de plans de boîtes quantiques comme milieu actif permet d'éviter les recombinaisons non-radiatives sur les flancs des guides et d'obtenir des courants de seuil bas et un gain à large spectre.

Le profil de la bande de conduction est relevé au centre de la structure, autour de la région active, de manière à favoriser l'émission sur le mode d'ordre 3 du guide (figure 1). En conséquence, pour faciliter le transport électronique, des gradients de composition ont été introduits aux interfaces et le cœur de la structure a été légèrement dopé. Selon nos calculs [1] et les premiers résultats (voir plus bas), ces modifications n'affectent pas les performances de la structure.

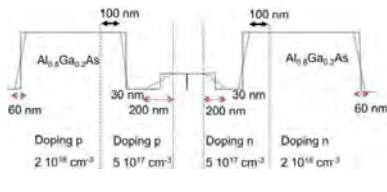


Figure 1 Profil de bande dans la structure.

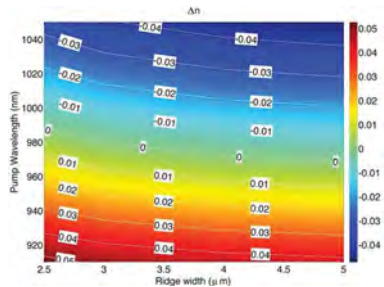


Figure 2 Accord de phase en fonction de la largeur de ruban et de la longueur d'onde de pompe.

Le désaccord de phase à la dégénérescence, donné par $\Delta n(\lambda) = (n_{TE}(2*\lambda) + n_{TM}(2*\lambda))/2$, est représenté figure 2 en fonction de la largeur de ruban et de la longueur d'onde de pompe. Modifier la taille de ruban de 2.5 à 5 μm permet d'obtenir l'accord de phase de 970 à 990 nm, ainsi des variations d'épitaxie peuvent être rattrapées pendant la dernière étape de fabrication. Avec un dessin similaire pour un guide d'onde en InGaAsP accordé en maille sur InP, nous obtenons l'accord de phase de 1.52 à 1.59 μm , en variant la largeur de guide de 2.5 à 5 μm [2]. Il est ensuite possible d'étendre cette plage en modifiant la température.

3. RESULTATS PRELIMINAIRES

Des premiers tests ont été effectués sur une structure identique à notre dessin, à la différence qu'un puits remplace les plans de boîtes, montrant des résultats prometteurs. La source a une densité de courant de seuil de 600 A/cm², une valeur encourageante si on prend en compte le fait que la gravure descend sous la région active et que la structure de bande est atypique. L'émission se fait bien sur le mode d'ordre 3 (figure 4). Nous travaillons actuellement sur l'épitaxie de structures à boîtes.

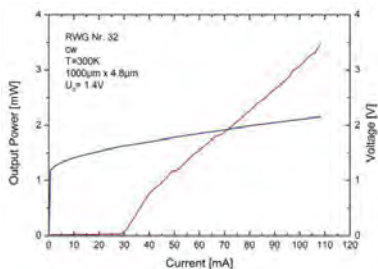


Figure 3 Caractéristique puissance-courant-tension d'une source à puits en régime continu à température ambiante.

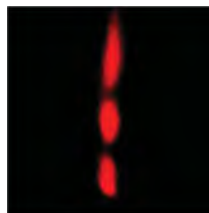


Figure 4 Emission en champ lointain d'une source à puits en régime continu à température ambiante.

REFERENCES

- [1] A. Andronico, I. Favero; S. Ducci, G. Leo, "Quantum dot parametric source", *Opt. Commun.* Vol 327, pp. 27-30, 2014.
- [2] Bernard, Alice; Andronico, Alessio; Gérard, J. M. ; Kamp, Martin; Favero, Ivan; Ducci, Sara; Leo, Giuseppe. "Tunable quantum dot parametric source". Poster présenté à la journée Ruptures Technologiques en Optoélectronique organisée par PSUD / PSA, 5 juin 2014, Université de Paris-Sud, Orsay, France.

INDEX DES AUTEURS

Aballea, P.	121	Charra, F.	19
Abdou Ahmed, M.	48	Chériaux, G.	117
Aka, G.	69, 75, 113, 117, 135	Clement, Q.	99
Alis, D.	1	Coda, V.	41, 107
Alombert-Goget, G.	92	Consortium Sphere, S.	64
Alouini, M.	1	Coolen, L.	29
Andriamiadamanana, C.	37	Cormier, E.	46, 55, 133
Arcizet, O.	17	Costille, A.	64
Attias, A.-J.	19	Courjal, N.	39
Aubert, J.-J.	1	Courvoisier, F.	127
Aubry, N.	119	Da-Silva, A.	117
Badikov, D.	73	De Marcillac, P.	94
Badikov, V.	73	Debray, J.	67, 73, 105
Balembois, F.	48, 119, 123, 125	Decourt, R.	10, 94
Barbet, A.	123	Degliame, G.	109
Bartasyte, A.	35	Delagnes, J.C.	46, 133
Barthalay, N.	92	Delaigue, M.	131
Belhoucif, R.	96	Délen, Xavier	48
Bénalloul, P.	29	Délen, Xavier	125
Benayad, A.	103	Deloison, F.	133
Bencheikh, K.	137	Descamps, D.	46
Bernal, M.-P.	39	Devaux, F.	39
Bernard, A.	139	Devillard, R.	133
Bertet, P.	87	Dherbecourt, J.B.	99
Besnard, P.	1	Dherbecourt, J.-B.	81
Beuzit, J.-L.	64	Diaf, M.	109
Biaggio, I.	41	Didierjean, J.	48, 119
Bienfait, A.	87	Djebbar, A.	3
Bigo, S.	58	Dohlen, K.	64
Blanchot, J.-P.	123	Doualan, Jean-Louis	103, 111, 127
Bolanos, W.	127	Doualan, Jean-Louis	27
Borne, A.	137	Doualan, Jean-Louis	50
Boulangier, B.	67, 73, 77, 135, 137	Douillard, Ludovic	19
Boulesteix, R.	31	Douillet, S.	105
Bourdillon, C.	29	Douissard, P.-A.	96
Boursier, E.	67, 73	Druon, F.	46, 48, 119, 121, 123, 131
Boussard-Plédel, C.	52	Du, P.	19
Boutou, V.	67, 137	Ducci, Sara	79
Bouyer, P.	84	Duffar, T.	92
Brasse, G.	12, 103, 127	Dumeige, Y.	44
Braud, Alain	27	Esteve, D.	87
Braud, Alain	103, 111	Exshaw, O.	105
Braud, Alain	50	Farcage, D.	71
Brenier, A.	129	Fauré, M.C.	29
Bureau, B.	52	Favero, Ivan	79
Burner, P.	25	Félix, C.	67, 137
Cadiou, E.	81	Féron, P.	44
Cai, Z.	50	Ferrier, A.	25, 33, 101
Calero, C.	39	Fiorini-Debuisschert, C.	19
Calvez, L.	52	Fusco, T.	64
Camy, Patrice	27	Gadret, G.	10
Camy, Patrice	103, 111, 127	Gam-Derouich, S.	29
Camy, Patrice	50	Gautier-Luneau, I.	25
Canalias, C.	77	Georges, P.	48, 119, 121, 123, 125, 131
Caspar, A.	39	Georges, T.	1
Ceppe, J.-B.	44	Gheorghe, L.	69
Chahal, R.	27	Gigan, S.	22

Giuliani, A.	94	Mangote, B.	71
Godard, Antoine	99	Marris-Morini, D.	61
Godard, Antoine	81	Martial, Igor	125
Goldmann, M.	29	Martial, Igor	48
Goldner, P.	33, 101	Martin, T.	96
Gomes, J.-T.	48, 125	Mathevet, F.	19
Gorju, G.	81	Maurel, V.	25
Graf, T.	48	Melkonian, Jean-Michel	99
Greclin, P.	121	Melkonian, Jean-Michel	81
Grezes, C.	87	Menaert, B.	12, 67, 77, 105
Guichardaz, B.	127	Menard, V.	103, 127
Guilbert, L.	107	Mennerat, G.	71
Guilléme, P.	44	Mhaouech, I.	107
Guillemoles, J.-F.	37	Moelmer, K.	87
Guo, F.	135	Moncorge, Richard	24, 50, 83, 103, 111, 115, 127
Henrot, F.	39	Moncorge, Richard	27
Hong, P.N.	29	Montemazzani, G.	41
Hönninger, C.	131	Morais, N.	43
Hostlrich, J.	121	Mortier, M.	121
Huet, V.	44	Morton, J.	87
Ibanez, A.	25	Mottay, E.	131
Ilas, S.	33, 75	Mouillet, D.	64
Isoya, J.	87	Nazabal, V.	27, 52
Jacques, V.	87	Ndao, A.	39
Jaffrès, A.	119, 131	Olivier, M.	119
Jaouen, M.	19	Orrit, M.	14
Jegouso, D.	67	Ozanam, C.	79
Jouart, J.-P.	109	Pallman, W.	48
Joudrier, A.-L.	37	Panyutin, V.	73
Julsgaard, B.	87	Paul, A.	123
Katsura, T.	137	Pelé, A.-L.	27
Kerouredan, O.	133	Peltz, M.	10
Khaled, F.	69, 135	Pena, A.	12, 67, 77, 105
Kreher, D.	19	Petit, Cyril	99
Kubo, Y.	87	Petit, J.	101
Kunkel, N.	101	Petit, S.	133
L. Inacio, P.	73	Petrov, V.	73
Lafosse, Xavier	79	Pezzani, C.	92
Lalanne, S.	101	Pla, J.	87
Lallemant, L.	101	Plaindoux, P.	105
Landais, S.	101	Plantevin, O.	10, 96
Laroche, M.	127	Pouysegur, J.	131
Le Liepvre, S.	19	Proise, F.	37
Lebbou, K.	8, 92	Qiu, W.	39
Leconte, B.	127	Qu, Biao	50, 115
Lefebvre, Michel	81	Rame, J.	99
Léguillon, Y.	44	Rasoloniaina, A.	44
Leo, G.	43, 79, 139	Raybaut, Myriam	81
Lesparre, F.	48	Raybaut, Myriam	99
Levenson, Ariel	137	Ren, J.	75
Liljestrand, C.	77	Resan, B.	48
Lindgren, G.	77	Ritti, M.-H.	101
Loaiza, P.	94	Roch, J.-F.	87
Loiseau, P.	12, 69, 75, 113, 119, 131, 135	Rytz, D.	10, 75
Lombez, L.	37	Salain, M.	25
Lucas, J.	52	Salhi, Mohamed	127
Lupinski, D.	71	Sattayaporn, S.	69, 113
Maillard, A.	12	Sauvage, J.-F.	64
Maitre, A.	29	Schwob, C.	29
Mammez, D.	81	Segonds, P.	67, 73, 135, 137
Mangeney, C.	29	Sen, G.	92

Sévellano, P.	46	Viana, B.	25, 99, 101, 119, 131
Sghaier, T.	19	Villeval, P.	71
Sow, M.C.	111	Vion, D.	87
Subran, C.	1	Viraphong, O.	94
Suganuma, A.	121	Zaccaro, J.	67
Trannoy, N.	109	Zaouter, Y.	131
Troles, J.	52	Zhang, X.	52
Tumino, B.	33	Zheng, L.	75
Ulliac, G.	39	Zissis, G.	90
Veber, P.	10, 12, 94, 96	Zukauskas, A.	77
Velazquez, M.	6, 10, 94, 96		

