

RECUEIL DES COMMUNICATIONS de la réunion du GT2 du GDR Ondes du CNRS

Institut Fresnel, Marseille 23 et 24 juin 2005



par Gilles Renversez avec la contribution de Faiza Mohammed-Said

Table des matières

| Introduction | 5 |
|---|----|
| Fibres optiques microstructurées | 7 |
| Cristaux photoniques et métamatériaux | 32 |
| Biophotonique | 50 |
| Plasmonique | 53 |
| Microdisques | 59 |
| Réseaux | 68 |
| Phononique | 71 |
| Méthodes | 73 |
| Index des auteurs | 77 |
| Liste complète des contributions par ordre alphabétique | 80 |

Introduction

Ces deux journées d'été du Groupe de Travail 2 du GDR Ondes sont pour partie consacrées aux fibres microstructurées. C'est la première fois depuis la création du GDR Ondes et même depuis le précédent GDR "Microcavités et Cristaux Photoniques", que ce type de structures, guides d'ondes s'il en est, bénéficie d'une attention particulière lors d'une réunion. La raison principale en est relativement simple : le moment est venu et c'est pourquoi nous avons organisé ces journées.

En effet, les articles sur ce thème qu'ils soient français ou internationaux sont maintenant très nombreux. De surcroît, il existe désormais plusieurs équipes dans notre pays qui tant du point de vue expérimental (grâce aux différentes plate-formes existantes à travers le territoire) que théorique étudient avec succès ces fibres microstructurées. Le très grand espace des paramètres optogéométriques disponibles dans les fibres microstructurées autorise un contrôle précis des propriétés de guidage des ondes électromagnétiques se propageant en leur sein. Ceci permet la réalisation de nombreuses applications et pas seulement dans les télécommunications. Les chercheurs avaient plus souvent l'habitude de se rencontrer dans des colloques ou congrès étrangers qu'en France, il était donc nécessaire d'organiser, dans le cadre fécond du GDR Ondes du CNRS, une réunion sur cette thématique quelque part dans l'hexagone. Nous espérons que ces journées seront suivies d'autres rencontres, colloques, ou conférences sur ce sujet dans les douze mois qui viennent et qu'elles pourront initier ou renforcer quelques collaborations. Dans tous les cas, la diffusion du savoir aura été effectuée.

Le caractère pluriel du groupe de travail 2 n'a pour autant pas été oublié, c'est pourquoi les autres thèmes de recherche rattachés à notre groupe sont également présents lors de ces journées. Cela souligne la richesse des thèmes abordés par la communauté "ondes et structures de la photonique".

Marseille, le 7 juin 2005. Gilles RENVERSEZ

Remerciements

Nous souhaitons remercier les animateurs de notre groupe de travail 2 du GDR Ondes, André deLustrac, Philippe Lalanne, et Hervé Rigneault d'avoir accepter de retenir le thème des fibres microstructurées comme le thème principal pour ces journées. Nous tenons aussi à remercier les différents laboratoires qui ont fourni les illustrations de la couverture de ce recueil (voir ci-dessous), ainsi que Christophe Poggi du service de reprographie de la Faculté des Sciences et Techniques de Saint Jérôme qui a assuré avec célérité la fabrication des exemplaires de ce recueil.

| Préforme de fibre microstructurée en silice (IRCOM) | | Fibre microstructurée à coeur plein en silice (IRCOM) | | Génération de supercontinuum dans une fibre microstructurée Visualisation du faisceau blanc | |
|---|------------------------------|--|---|--|--|
| Fibre microstructurée à coeur plein en silice (IRCOM) | Inten dar mic à coe | sité lumineuse ns une fibre crostructurée cur plein à BIP PhLAM) | Fibre microstructurée en silice (IRCOM) | en sortie de fibre (IRCOM) | |
| Fibre microstructurée à coeur creux en silice (PhLAM) | Coeu micr e (P | r d'une fibre rostructurée en silice PERFOS) | Fibre microstructurée en chalcogénures (LVC) | Intensité dans une fibre microstructurée à BIP (PhLAM) | |

Légendes et origines des photographies de la page de couverture

Fibres optiques microstructurées

Fibres optiques microstructurées air-silice : paramètres géométriques et contraintes de fabrication Jean-Louis AUGUSTE, Philippe ROY, Jean-Marc BLONDY, Pierre Olivier MARTIN, Julien MAURY, Christine RESTOIN. IRCOM, 123 av.Albert THOMAS – 87060 Limoges Cedex auguste@ircom.unilim.fr

Introduction :

La réalisation de fibres microstructurées air-silice (FMAS), qu'elles soient à guidage de type RTI (réflexion totale interne) ou de type BIP (bande interdite photonique) nécessite un contrôle parfait des dimensions géométriques (diamètres des trous et pas) qui est fortement lié aux paramètres de fabrication (température, vitesse, pression...). Le développement de procédés ou d'outils spécifiques est important de même que la maîtrise des procédés de fabrication de plus en plus précis. Cette présentation est l'occasion de faire le point sur les contraintes de fabrication.

Réalisation d'une préforme FMAS :

Le principe de fabrication, connu sous le nom de méthode « stack and draw », est le suivant : des capillaires, généralement cylindriques, de section millimétriques (et dont les tolérances en terme de diamètre sont de l'ordre de quelques microns), sont assemblés, la plupart du temps, sous la forme d'une structure hexagonale, à maille de base triangulaire. L'ensemble est ensuite inséré dans un tube de maintien. Les différentes étapes de montage de la préforme peuvent donc être résumées sur le schéma suivant :



Figure 1 : Principe du stack and draw et détail de la maille de base triangulaire

Cependant ce mode de réalisation fait apparaître un trou interstitiel entre les arrangements de tubes cylindriques (figure 1) qu'il conviendra généralement de supprimer lors des opérations de fibrage.

Contraintes de fabrication

Aujourd'hui, les dimensions géométriques des structures issues des calculs de conception des FMAS peuvent être microniques voire submicroniques. En conséquence, pour atteindre de telles dimensions, la fabrication des fibres microstructurées va compter jusqu'à quatre étapes : tout d'abord on réalise l'assemblage de tubes capillaires et de barreaux de silice (jusqu'à plusieurs centaines d'éléments) en une préforme de quelques centimètres de diamètre (étape 1). Cette préforme, dite primaire, est étirée pour former une "canne" microstructurée de quelques mm de diamètre (étape 2) qui sera remanchonnée dans un tube à bord épais (étape 3 – préforme secondaire) avant le fibrage qui fournira la fibre finale de 100 à 300µm de diamètre extérieur (étape 4). Les étapes 2 et 3 sont absolument nécessaires pour obtenir les rapports de réduction suffisants (supérieur à 1000) entre les trous des capillaires de la préforme et les motifs de la fibre. En effet passer directement de l'étape 1 à 4 ne permet pas, compte tenu de la dimension des capillaires et du rapport de réduction de la tour, d'obtenir des diamètres de trous dans la fibre inférieurs à quelques microns (rapport de réduction limité à environ 200).

Les deux fibrages successifs vont mettre en lumière les contraintes de fabrication qui sont multiples et essentiellement liées au fait que les matériaux constituant cette préforme ne sont pas de même nature ; il s'agit d'air et de silice, ce qui pose des problèmes différents de ceux du fibrage des préformes « classiques » pour lesquelles le matériau est homogène.

Par rapport à un fibrage de préforme MCVD où les paramètres à contrôler sont la température, les vitesses et la tension mécanique, un autre paramètre doit être pris en compte lors de la fabrication de fibres microstructurées : la pression et plus particulièrement la pression différentielle entre les différents canaux d'air (tubes capillaires et trous interstitiels ou entre tubes capillaires de diamètre intérieur différent) présents dans la préforme. Lors de la réalisation de la canne microstructurée (étape

2) on supprime les trous interstitiels dus à l'assemblage en maille triangulaire par une gestion précise de la dépression d'air à appliquer entre les capillaires.

Le contrôle de la pression est aussi relié à la température de fibrage qui influe sur la pression à l'intérieur des tubes mais aussi sur la viscosité de la silice et donc leur résistance. Dans le cas des trous interstitiels, une maîtrise correcte de ces paramètres permet leur disparition mais induit une légère déformation de la géométrie circulaire des trous. Ceci peut avoir une influence sur des paramètres essentiels tels que la biréfringence ou la dispersion chromatique.

A une température fixée, la gestion de la pression interne dans les capillaires par rapport à celle intercapillaires permet d'obtenir une dilatation importante de ces derniers, et la maîtrise de ces deux paramètres permet à partir d'une même préforme de départ de réaliser des fibres au rapport diamètre de trou (d) sur pas entre les trous (Λ) très différents (figures 2). La courbe de la figure 2 montre l'évolution du diamètre des trous d et du pas Λ pour une même préforme (figures de gauche) tirée à des températures différentes. De même les photos de droite de la figure 2 montre l'évolution du diamètre des trous à température de fibrage constante en fonction de la pression.



Figures 2 :

<u>Figures de gauche</u> : A partir d'une même canne, la fibre obtenue peut présenter des rapport diamètre de trou / pas différents.

<u>Courbe du milieu</u> : Evolution de la taille des trous et du pas entre les trous en fonction de la température pour une pression donnée.

<u>Figures de droite</u> : A température de fibrage constante, effet de la pression interne sur la taille des trous dans la fibre optique.

Deux autres paramètres sont liés et influencent également la qualité de la structure finale : ce sont les vitesses de descente de la préforme dans le four et la vitesse de tirage de la canne (ou la vitesse d'enroulement de la fibre) qui dans les cas précédent ont été maintenues constantes. En effet pour un même couple de vitesse, correspond un même diamètre extérieur de fibre (ou canne), à la différence près que le temps passé dans le four n'est pas le même ce qui influe sur la dilatation de l'air dans la préforme et au final sur la taille des trous obtenus. A partir de ces premières courbes expérimentales, une étude théorique est en cours pour optimiser les différents paramètres en fonction des dimensions géométriques requises. De premiers résultats ont été obtenus sur la fabrication de capillaires simples.

Conclusion :

Au final on peut mettre en évidence quatre paramètres pertinents de fibrage qui ne sont pas complètement indépendants les uns des autres : la pression interne dans la préforme, la température de fibrage, les vitesses de descente de préforme et de fibrage. Il n'existe pas à l'heure actuelle de modèles théoriques fiables pour fixer tous les paramètres de fibrage, qui sont souvent issus d'essais systématiques pour lesquels l'opérateur fait varier un seul paramètre.

Pour réaliser une fibre optimale, il faut que celle-ci présente à l'échelle microscopique la même géométrie que celle de la préforme. Il va donc falloir, pour chaque fibre à réaliser, optimiser les différents paramètres de fibrage et ce de manière très précise.

INSCRIPTION DE RESEAUX DE BRAGG DANS UNE FIBRE MICROSTRUCTUREE AIR-SILICE DOPEE PHOSPHORE

V. Beugin¹, V. Pureur¹, L. Bigot¹, L. Provino¹, Y. Quiquempois¹, G. Bouwmans¹ G. Mélin², A. Fleureau², S. Lempereur², L. Gasca²

¹Laboratoire de Physique des Lasers Atomes et Molécules (PhLAM), UMR CNRS 8523 Université des Sciences et Technologies de Lille (USTL), 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France ²Alcatel Research and Innovation, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

Résumé

Nous présentons ici les résultats relatifs à la photo-inscription de réseaux de Bragg dans une fibre microstructurée air-silice dont le cœur est dopé par du phosphore.

Introduction

Les fibres optiques microstructurées offrent de nombreuses potentialités dans des domaines tels que ceux des télécommunications optiques (par exemple: la compensation de dispersion chromatique), de l'optique non linéaire (par exemple: la réalisation de sources à spectre ultra-large), du transport de faisceaux optiques de forte puissance, des capteurs et des composants à fibre optique. L'écriture de réseaux de Bragg dans ce type de fibre permet d'envisager de nouvelles applications et facilite l'étude des caractéristiques des modes susceptibles de se propager dans la fibre [1]. La faisabilité de telles inscriptions a été démontrée dans le cas particulier de fibres micro-structurées dont le cœur chargé ou non en hydrogène selon les expériences était constitué soit par de la silice pure soit par de la silice dopée par du germanium ou de l'aluminium [1-5]. Les difficultés d'écriture sont essentiellement liées à la présence d'une micro-structuration qui perturbe la structure du champ d'interférences utilisé pour insoler latéralement la fibre et qui facilite l'exo-diffusion rapide de l'hydrogène occlus dans le cœur de cette dernière. L'insolation de fibres conventionnelles dopées par du phosphore permet d'obtenir des modulations d'indice de l'ordre de 10^{-3} à condition de charger les fibres par de l'hydrogène et de choisir un laser à ArF (λ_p =193 nm) pour réaliser le système de franges d'interférences [6, 7].



Figure 1 : Photographie MEB de la fibre.



Figure 2 : Transmission d'un réseau de Bragg photo-inscrit dans un tronçon de fibre non chargée en hydrogène.

Il est intéressant de souligner que la variation d'indice de réfraction photo-induite dans ces fibres chargées en hydrogène présente un caractère non linéaire en fonction de la densité de puissance [6, 7]. Cette propriété a pour effet de renforcer le contraste de la modulation d'indice de réfraction constituant le réseau par comparaison avec le contraste des franges ultraviolettes. Nous mettons à profit cet effet pour faciliter l'inscription de réseaux de Bragg dans les fibres microstructurées où des distorsions du faisceau peuvent apparaître du fait des nombreuses interfaces air/silice et donc perturber l'éclairement du cœur de la fibre. Par ailleurs, nous décrivons un procédé technique simple permettant de retarder l'exo-diffusion de l'hydrogène en dehors du cœur de la fibre.

Fabrication de la fibre microstructurée et inscription de réseaux de Bragg

Un barreau de silice dopée au phosphore issue d'une préforme réalisée par la méthode MCVD a été inséré au centre de l'assemblage initial. Une image de la fibre prise en microscopie électronique à balayage est présentée sur la figure 1. Les inscriptions de réseaux de Bragg ont été réalisées en utilisant un laser ArF et la méthode du masque de phase (pas du masque = 1106 nm). Les spectres de transmission de la fibre sont enregistrés au cours de l'inscription à l'aide d'un laser IR accordable ou d'une source à large bande spectrale couplée à un analyseur de spectre optique. Les mesures de la réflectivité et de la longueur d'onde de Bragg des réseaux permettent de déduire l'amplitude de modulation d'indice de réfraction et la variation de l'indice moyen formées lors de l'insolation.

• Fibres non chargées en hydrogène

Les études ont montré que la fibre non traitée n'était photosensible que pour de très fortes densités de puissance (> 400 mJ/cm²). La figure 2 montre le spectre de transmission de la fibre dans laquelle un réseau de longueur 5 mm a été photo-inscrit. Les deux pics obtenus soulignent le caractère biréfringent de la fibre (biréfringence de phase de l'ordre de 5.10^{-4}). La biréfringence de groupe a été mise en évidence et mesurée par la méthode du spectre cannelé. Une modélisation par la méthode des éléments finis permet de rendre compte du résultat présenté sur la figure 2.

• Fibres chargées en hydrogène

Des études ont également été menées sur des fibres hydrogénées. Un procédé de soudure des deux extrémités de la fibre microstructurée à des fibres SMF28 a été mis en œuvre avant l'hydrogénation. Les fibres ont ensuite été placées pendant 6 jours dans une enceinte contenant de l'hydrogène à 140 atm et chauffée à 80°C. Un gain net sur la photosensibilité des fibres ainsi traitées a pu être observé au cours de l'inscription des réseaux. Ainsi, la fluence par tir a été limitée à 200 mJ/cm² pour des longueurs de réseaux variant de 0.5 mm à 5 mm. La figure 3 présente un spectre de transmission de la fibre dans laquelle un réseau de longueur 1 mm a été inscrit au moyen d'une rafale de 12000 impulsions laser. Sur la figure 4, est présentée la cinétique de croissance de ce même réseau. La modulation d'indice de réfraction atteint une valeur maximale de l'ordre de 10^{-3} et montre une tendance à la saturation. La biréfringence de la fibre n'est pas mise en évidence sur cette figure en raison de la courte longueur du réseau. La variation d'indice moyen augmente de façon monotone avec le nombre de tirs et atteint 410⁻³ à la fin de l'insolation. La comparaison entre la modulation et la variation photo-induite d'indice moyen indique que le contraste du réseau est de l'ordre de 0.25.

Un procédé d'hypersensibilisation UV a également été mis en œuvre pour augmenter la photosensibilité de ces fibres. Les résultats obtenus avec ce procédé seront présentés et comparés.



Figure 3 : Transmission d'un réseau de Bragg saturé photo-inscrit dans un tronçon de fibre hydrogénée.



Conclusion

Des réseaux de Bragg ont été photo-inscrits dans une fibre microstructurée dont le cœur est dopé par du phosphore. La photosensibilité initiale de la fibre a été significativement augmentée par le chargement en hydrogène avant insolation. Une méthode de soudure avec une fibre standard a permis de garantir un apport d'hydrogène suffisant lors de l'inscription du réseau. Outre les informations obtenues sur les caractéristiques de guidage de la fibre (indices effectifs des modes, biréfringence...), l'utilisation d'une fibre dopée phosphore présente l'avantage de conduire à l'inscription d'un réseau présentant un contraste significatif malgré la distorsion du faisceau laser apportée par les couronnes de la fibre microstructurée.

Remerciements: Ce travail a été réalisé dans le cadre d'un projet FEDER/Région. Les auteurs remercient M. Douay et P. Niay pour des discussions utiles sur le sujet.

[1] B. J. Eggleton et al., Opt. Lett. 24 (21), 1460-1462 (1999) ou J. Lightwave Techno., 18, 1084-110 (2000)

[2] J. Canning et al., Opt. Express 11 (17), 1995-2000 (2003)

[3] G. Kakarantzas et al., Opt. Lett. 27 (12), 1013-1015 (2002)

[4] N. Groothoff et al., Opt. Lett. 28 (4), 233-235 (2003)

[5] M. C. Phan Huy et al , Actes des JNOG 2004,33-35, (2004)

[6] T. A. Strasser, Technical Digest OFC 96, 81 (1996)

[7] B. Leconte, Thèse Lille (1997)

COMBINAISON COHERENTE DANS UN LASER FIBRE À DEUX CŒURS DOPES Yb

Johan Boullet, Agnès Desfarges-Berthelemot, Vincent Kermène, Dominique Pagnoux et Philippe Roy

IRCOM, 123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges, France boullet@ircom.unilim.fr Bernard Dussardier

LPMC/FOA, Université de Nice Sophia-Antipolis, Parc Valrose, 06108 Nice, France

Résumé: Nous démontrons expérimentalement la combinaison cohérente des rayonnements issus des deux cœurs d'un laser fibré pompé par la gaine. 96 % de la puissance de sortie est émise sur le mode fondamental d'un des cœurs, avec une pente d'efficacité opto-optique de 70 %.

1. Introduction

La montée en puissance des sources lasers fibrées nécessite que l'on travaille sur de nouvelles architectures, alliant large section du guide amplificateur et propagation monomode de l'onde de signal. Plusieurs solutions ont déjà été proposées : fibre à très gros cœur et très faible ON (lasers fibrés à LMA pour large mode area) [1], filtrage des modes d'ordre supérieur par amincissement [2] ou par courbures.

Un autre axe de recherches privilégié est l'amplification parallèle d'un même signal dans plusieurs guides dopés monomodes dans une même fibre multicoeurs. Ce type de configuration présente de nombreux avantages comme une augmentation de la puissance de saturation, une diminution des effets non linéaires, et une diminution de la longueur d'absorption de la pompe. Cependant, les quelques expériences rapportées dans le domaine des lasers à fibre à coeurs dopés multiples [3,4] montre une émission d'un mode d'ordre élevé en configuration laser difficilement exploitable car réparti sur plusieurs lobes d'émission.

Nous rapportons ici une solution originale permettant l'émission du seul mode gaussien d'un des guides d'un composant fibré bicoeur grâce à la combinaison cohérente des rayonnements issu des deux milieux amplificateurs.

2. Principe de la méthode de combinaison utilisée:

Le principe de la méthode de combinaison utilisée, détaillée en [5], repose sur l'utilisation conjuguée des propriétés d'auto-organisation spectrale des lasers assurant l'émission des modes de moindres pertes, et sur une architecture interférométrique de type Michelson (Fig1.a.). Une rétroaction différentielle sur une des sorties du coupleur 3 dB est appliquée. Dans cette configuration, seules les fréquences de résonance conduisant à des interférences constructives sur la voie surtendue de l'interféromètre vont osciller dans la cavité 3 miroirs. Nous avons ainsi démontré expérimentalement la sommation des puissances de sortie des 2 lasers considérés individuellement.



architecture laser bicoeur.(AFDYb: Amplificateur fibré dopé Ytterbium, DL : Diode Laser)

Cette méthode de combinaison peut être appliquée efficacement pour deux guides se situant dans une même gaine. Dans la configuration décrite Fig1.b, Les deux coeurs du composant fibré sont couplés localement par un amincissement de quelques mm.

3. Résultats expérimentaux:

Nous avons conçu une fibre à 2 cœurs parallèles dopés à l'Ytterbium distants de 20 μ m, distance suffisante pour interdire tout échange énergétique entre les 2 cœurs. La géométrie transverse est donnée

dans l'insert de la Fig.2. L'ouverture numérique des cœurs est de 0.13. La fibre de diamètre externe 70 μ m, a été revêtue par un polymère bas indice conduisant à une ouverture numérique de la gaine interne de 0.4.



Fig. 2 : Montage expérimental

Fig.3. : Champ proche en sortie de fibre bicoeur

Le laser étudié a été construit autour d'un tronçon de fibre double coeur de 5m30, pompé par une diode laser fibrée à travers un miroir dichroïque M_1 Tmax à 0.98µm et Rmax à 1.06 µm en bout de fibre, du côté opposé au coupleur. L'autre extrémité de la fibre a été clivée en angle afin de prévenir toute réflexion de Fresnel. La cavité laser interférométrique est fermée par un miroir M₂ R=5% à 1.06µm dont l'orientation permet de choisir le cœur sur lequel la rétroaction est exercée et où la recombinaison s'effectue (Fig.3.).



Compte tenu du caractère interférométrique de la cavité, le spectre en sortie du laser est modulé (Fig.4.a) avec un pas de modulation de 0.5 nm. La pente de la caractéristique Puissance en sortie du cœur de recombinaison/Puissance de pompe absorbée (Fig.4.b) est de 71 %, avec plus de 96 % de la puissance recombinée.

Conclusion:

Une architecture laser à fibre double cœur a été étudiée. La combinaison cohérente de plus de 96 % de la puissance sur le mode fondamental d'un des cœurs est observée avec une pente d'efficacité de plus de 71%. Cette architecture divise par 2 la longueur d'absorption de la pompe et repousse le seuil d'apparition de non linéarités. Cette architecture peut être étendue à un plus grand nombre de cœurs.

[1]Jens Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, T. Tunnermann, R. Iliew, F. Lederer, J. Broeng, G. Vienne, A. Petersson, and C. Jakobsen "High power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser" Opt. Express, **11**, 818-823 (2003). [2] J.A. Alvarez-Chavez, A.B. Grudinin, J. Nilsson, P.W. Turner, W.A. Clarkson, , "Mode selection in high power cladding pumped fibre lasers

[3] M. Wrage, P. Glas, D. Fisher, M. Leitner, N.N. Elkin, D.V. Vysotsky, A.P. Napartovitch, V.N. Troschieva, "Phase-locking of a multicore fiber

laser by wave propagation through an annular waveguide", Optics Communications 205, 367-375 (2002).

[4] P.K. Cheo, G.G. King and Y. Huo, "Recent advances in high power and high energy multicore fiber laser," in Fiber Lasers: Technology, Systems, and Applications, edited by L.N. Durvasula, Proc. SPIE 5335 (2004).

[5] D. Sabourdy, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot, L. Lefort, A. Barthelemy, "Efficient coherent combining of widely tunable fiber laser", Opt. Express, 11, 87-97 (2003).

Fibres à Bandes Interdites à cœur solide

G. Bouwmans, L. Bigot, Y. Quiquempois, F. Lopez, L. Provino, M. Douay Laboratoire PhLAM UMR8523 du CNRS - IRCICA Université des Sciences et Technologies de Lille

<u>Résumé</u> : Nous présentons les résultats expérimentaux et théoriques relatifs à l'étude de fibres à bandes interdites photoniques solides (Solid Band Gap). Des pertes inférieures à 20 dB/km à 1576 nm sont pour la première fois mises en évidence et les propriétés de guidage (dispersion, biréfringence) sont également reportées.

Les fibres à bandes interdites à cœur creux (Hollow-Core) possèdent de nombreux avantages qui sont liés, d'une part, à l'obtention de propriétés liées à l'existence même des bandes interdites (filtre spectrale sélectif [1], dispersion dominée par le guide [2]) et, d'autre part, au fait que la lumière se propage dans un gaz (seuil de non linéarité et de dommage important [3], interaction efficace de la lumière avec le gaz [4]). Toutefois ces fibres présentent des inconvénients inhérents à leur structure en «dentelle» : difficulté de fabrication, soudure délicate, difficulté à photo-inscrire ou à doper avec des ions de terres rares. Il est donc particulièrement intéressant de pouvoir contourner ces difficultés à l'aide de fibres « tout solide » dont il a été démontré qu'elles pouvaient également proposer un guidage par bandes interdites photoniques. On parle alors de fibres à bandes interdites solides (Solid Band Gap Fibers : SBG fibers)

Nous présenterons les résultats obtenus sur des fibres à bandes interdites solides fabriquées au sein de la centrale technologique de l'IRCICA. Les fibres ont été réalisées à partir d'une préforme à gradient d'indice fournie par Draka-Comteq. Cette préforme a été étirée en une centaine de capillaires qui ont ensuite été assemblés en une structure périodique hexagonale. Un barreau de silice pure a été inséré au centre de la structure afin de former le cœur. L'ensemble a ensuite été tiré directement en fibre.

La figure 1 illustre un exemple des fibres réalisées. Le diamètre du cœur est d'environ 19,8 μ m alors que le diamètre total de la fibre est de 300 μ m. Le pas du réseau de 15 μ m pour un diamètre des plots dopés de 10,2 μ m. Ces zones ayant un indice plus élevé que la silice qui constitue le reste de la fibre, la lumière est confinée dans le cœur grâce à l'existence de bandes interdites liées à la périodicité de la structure.



Figure 1 : Photographie de la zone centrale d'une fibre SBG de 300 µm de diamètre.



Figure 2 : Spectre de transmission mesuré sur 10 m de fibre SBG de diamètre 300 µm.

Le spectre de transmission d'un tronçon de 10 m de cette fibre est représenté sur la figure 2. Plusieurs bandes interdites de propagation dans la micro-structuration (notamment une bande interdite centrée autour de $1.55 \,\mu$ m) sont mises en évidence et apparaissent clairement sur cette figure sous la forme de maxima de transmission dans le cœur. Nous interpréterons ces résultats à l'aide du modèle de l'ARROW [5] qui prévoit que les maxima de transmission se situent entre des zones de forte atténuation liées à l'apparition de nouveaux modes dans les inclusions de haut indice.

Les pertes de cette fibre ont été caractérisées sur un tronçon de 387 m par la méthode du cut-back et présentent un minimum de 18 dB/km à 1576 nm soit une diminution d'environ de deux ordres de grandeurs par rapport aux résultats présentés jusqu'à présent dans des structures équivalentes [6].

La figure 3 illustre des exemples de profil de modes guidés dans les différentes bandes interdites de la fibre, du visible au proche infrarouge. L'évolution du profil du mode fondamental à l'intérieur d'une même bande interdite sera également présentée.





Figure 3 : Quelques exemples des répartitions transverses d'intensité à différentes longueurs d'onde (différentes bandes interdites) dans une fibre de 300 µm de diamètre.

La dispersion chromatique de la fibre a été mesurée à l'aide d'un banc à interférométrie à faible cohérence. La fibre présente une dispersion anomale dans la plus grande partie de la bande interdite centrée sur 1550 nm, autorisant ainsi une propagation de type solitonique. Le zéro de dispersion dans cette bande se situe approximativement à 1450 nm.

Enfin, la biréfringence de cette fibre a été mesurée par la méthode du spectre cannelé observé lorsque la fibre est illuminée en lumière blanche entre 2 polariseurs croisés. La biréfringence de la fibre varie assez fortement à l'intérieur de la bande interdite étudiée mais elle reste toutefois à un niveau faible (10^{-5}) .

[1] P.St.J. Russell, "Photonic crystal fibres", Science 299, p358-362 (2003)

[5] N.M. Litchinister, S.C. Dun, B. Usner, B.J. Eggleton, T.P. White, R.C. McPhedran, C.Martijn de Sterke, *"Resonances in microstructured optical waveguides"*, **Optics Express V11 (10)**, p1243-1251 (2003).

[6] A. Argyros, T.A. Birks, S.G. Leon-Saval, C.M.B. Cordeiro, P.St.J. Russell, "Guidance properties of low-contrast photonic bandgap fibres", Optics Express V13(7), p2503-2511 (2005).

^[2] G. Bouwmans, F. Luan, J.C. Knight, P.St.J. Russell, L.Farr, B.J. Mangan, H. Sabert, "Properties of a hollow-core photonic bandgap fiber at 850 nm wavelength", Optics Express V11 (14), p1613-1620 (2003)

^[3] J.D. Shephard, J.D.C. Jones, D.P Hand, G. Bouwmans, J.C. Knight, B. J. Mangan, "High energy nanosecond laser pulses delivered single-mode through hollow-core PBG fibers", Optics Express V12 (4), p717-723 (2004).

^[4] F. Benabid, F. Couny, J.C. Knight, T.A. Birks, P.St.J Russell, "Compact, stable and efficient all-fibre gas cells using hollow-core photonic crystal fibres", Nature V 434, p488-490 (2005).

Etude des modes de fibres optiques microstructurées à section arbitraire à l'aide de la nouvelle méthode différentielle « Fast Fourier Factorization »

Philippe Boyer, Gilles Renversez, Evguéni Popov, Michel Nevière

Institut Fresnel, Case 161, Unité Mixte de Recherche Associée au Centre National de la Recherche Scientifique (UMR 6133), Université Paul Cézanne Aix-Marseille III, Université de Provence, Faculté des Sciences et Techniques de St. Jérôme, Avenue Escadrille Normandie Niémen, 13397 Marseille Cedex 20, France Tél : (33)4.91.28.88.24, Fax : (33)4.91.67.44.28, e-mail: philippe.boyer@fresnel.fr

Les fibres optiques microstructurées (MOFs) présentent un intérêt croissant dans la communauté scientifique depuis une décennie environ. En effet, l'accroissement des puissances des calculateurs permettent d'envisager l'application de nouvelles méthodes numériques afin de prévoir et de limiter les phénomènes de dispersion et de pertes au sein de nouvelles structures de fibres optiques. La méthode multipolaire (MM) [1] développée et étudiée dans notre laboratoire, a déjà fournit de nombreux résultats sur la physique des MOFs. Toutefois cette méthode rigoureuse et rapide possède les limitations suivantes : Elle peut considérer uniquement des inclusions inscrites dans des cercles disjoints et la matrice doit garder un indice constant. Afin de modéliser de nouvelles MOFs à sections arbitraires et/ou contenant des milieux inhomogènes, nous sommes ainsi amener à considérer de nouvelles méthodes numériques.

Notre choix s'est naturellement orienté sur une méthode différentielle récemment mise au point dans le laboratoire et appelée : « Fast Fourier Factorization » (FFF) [2]. Après avoir été appliquée avec succès au cas de la diffraction de la lumière par des objets cylindriques à sections arbitraires, nous cherchons à

l'adapter à la recherche de modes dans les MOFs. Le principe de la FFF est d'obtenir une nouvelle formulation des équations de Maxwell dans un espace de Fourier tronqué (développement de Fourier des grandeurs optogéométriques) en appliquant de nouvelles règles de factorisation dans les relations constitutives des milieux. Ainsi, la troncature des développements en vue d'une application numérique, mais aussi les discontinuités de certaines grandeurs optogéométriques (relations de continuité des champs, discontinuité des indices à travers les surfaces) sont pris en compte et assurent une convergence plus rapide que la méthode différentielle classique. Les calculs numériques aboutissent à une matrice de transmission (matrice T) intrinsèque à la géométrie du système mais présentant certaines instabilités numériques dues à des contaminations lors du processus d'intégration des équations de Maxwell (système différentiel des coefficients de Fourier des champs selon la variable radiale r). Ces problèmes sont corrigés grâce à l'utilisation de l' « algorithme de propagation S » aboutissant à l'obtention de la matrice S. Les développements des champs associés aux modes deviennent alors

aboutssant à l'obtention de la matrice 3. Les dévéloppenients les solutions du problème homogène dont le système d'équations linéaires a pour matrice : S⁻¹. Par conséquent, nous cherchons l'indice effectif qui annule le déterminant de cette dernière matrice ; et les champs sont décrits par les vecteurs propres associés aux valeurs propres nulles de la matrice S⁻¹ évaluée aux indices effectifs trouvés auparavant. De plus, la sous-périodicité selon la coordonnée polaire θ du système, caractéristique des MOFs couramment étudiées (voir Figure 1), implique un découplage du système différentiel à intégrer en autant de sous-systèmes que l'ordre de la périodicité. Très récemment, la sous-périodicité en θ fut implémenté dans le code permettant de réduire de manière très significative le temps de calculs.

La validation de la méthode FFF appliquée aux MOFs est obtenue par comparaison avec la MM et pour un fibre optique dont la section droite est constituée de 6



Figure. 1. Section droite d'une MOF à 6 inclusions circulaires avec d = 1 μ m, Λ = 2.3 μ m, n_{int} = 1 et n_{ext} = 1.4439, et notations.



Figure. 2. Test de convergence de l'indice effectif du mode fondamental selon l'ordre maximal des développements de Fourier N.

inclusions circulaires tel que le montre la figure 1. Par un soucis de simplification, les milieux sont considérés comme homogènes et isotropes. On constate alors que cette structure possède un symétrie de rotation d'ordre 6 et des plans de réflexion. D'après le formalisme utilisé en théorie des guides d'ondes, cette fibre optique appartient à la symétrie C_{6v} . Dans un premier temps, nous nous sommes particulièrement intéressés au mode fondamental qui est dégénéré deux fois. Les composantes en z de ses champs appartiennent aux classes de symétrie C3/4 : l'un à la classe C3 (symétrie selon l'axe x et anti-symétrie selon l'axe y) et l'autre à la classe C4 (anti-symétrie selon l'axe x et symétrie selon l'axe y). L'indice effectif du mode fondamental trouvé par la MM est : $n_{eff} = 1.42078454 + i7.20952 \times 10^{-4}$ pour $\lambda_0 = 1.56$ µm. En ce qui concerne la méthode FFF, l'algorithme de recherche trouve la valeur : $n_{eff} = 1.42078315 + i7.20465 \times 10^{-4}$ lorsque l'ordre maximal des développements de Fourier, noté N, est fixé à la valeur 60. L'étude de la convergence de l'indice effectif selon N illustrée par la figure 2 (indice effectif dans le plan complexe) permet d'évaluer la précision de la méthode FFF par rapport à la MM. L'écart relatif de l n_{eff} correspondant à la méthode FFF par rapport à celui de la MM décroit très rapidement en dessous de 10^{-6} % (à N=90). Enfin, la carte de champ de $|E_z|$ pour la classe de symétrie C3 est illustrée par la figure 3 et celle pour la classe de symétrie C4 par la figure 4.



Figure. 3. Carte de champ normalisée de $|E_z|$ pour le mode fondamental, classe de symmetrie C3.

gure. 4. Carte de champ normalisée de |E_z| pour le mode fondamental, classe de symmetrie C4.

La méthode FFF est particulièrement bien adaptée pour des sections droites arbitraires. Ainsi, des inclusions sectorielles (Figure 5) semble constituées un profil adéquat pour la formulation de cette méthode. Les secteurs sont tels que le taux d'occupation de cette MOF (rapport des surfaces occupées par les inclusions et de

la surface du cœur de la fibre) est identique à celui de la MOF à inclusion circulaire étudiée précédemment. Dans ce cas, on s'attend à trouver des indices effectifs comparables pour ces deux structures. En effet, l'indice effectif du mode fondamental pour la MOF à inclusions sectorielles est : $n_{eff} = 1.42050873+7.6427 \times 10^{-4}$ pour N = 120 à $\lambda_0 = 1.56$ µm. La figure 5 montre également la carte de champs de $|E_z|$ appartenant à la classe de symétrie C4 pour le mode fondamental.

Nous avons donc développé une nouvelle méthode, appelée FFF, plus rapide que la méthode différentielle classique, voire assurant une convergence lorsque la méthode classique diverge. De plus, elle permet d'envisager de nouvelles structures à sections arbitraires. Nos prochains travaux concernerons l'étude d'autres profils (« grapefruit », systèmes à plusieurs couches d'inclusions sectorielles,...), l'analyse des dispersions pour les différents modes ainsi que des fibres optiques dont les inclusions sont inhomogènes.



Figure. 5. Carte de champ normalisée de $|E_z|$ appartenant à la classe de symétrie C4 pour le mode fondamental dégénéré d'une MOF C_{6v} à inclusions sectorielles.

1. F. Zolla, G. Renversez, A. Nicolet, B. Kuhlmey, S. Guenneau and D. Felbacq, *Foundations of Photonic Crystal Fibers*, Imperial College Press, 2005.

2. M. Nevière and E. Popov, *Light propagation in periodic media : Differential theory and design*, Marcel Dekker, Inc. New-York, 2003.

Fabrication de fibres optiques microstructurées dans des verres de chalcogénures

Laurent Brilland^a, Frederic Smektala^b, Johan Troles^b, Nicholas Traynor^a, Achille Monteville^a, Thierry Chartier^c, Thanh Nam Nguyen^c

^a PERFOS (Plateforme d'études et de Recherche sur les Fibres Optiques Spéciales) ; 11 rue Louis de Broglie 22300 Lannion, France, <u>lbrilland@perfos.com</u>

^b Laboratoire Verres et Céramiques ;UMR CNRS 6512CampusBeaulieu, Avenue du Général Leclerc 35042 Rennes Cedex France frederic.smektala@univ-rennes1.fr

^c Laboratoire d'Optronique de l'ENSSAT ; UMR CNRS FOTON 6082 , 6 rue de Kérampont ; BP 80518 22305 Lannion Cedex France, thierry.chartier@enssat.fr

Introduction

Les verres de chalcogénures composés d'éléments tels que S, Se, Ge, As, Sb, Te présentent des propriétés optiques remarquables. Suivant leur composition, ils offrent une gamme de transparence dans l'infrarouge moyen pouvant s'étendre de 1 μ m jusqu'à plus de 10 μ m. Leur indice est supérieur à 2 et le coefficient d'indice non linéaire, n₂, peut être de 100 à 1000 fois supérieur à celui de la silice.

Les champs d'applications potentiels sont importants. La large fenêtre spectrale permet d'accéder par spectroscopie à la détection de nombreuses vibrations moléculaires. L'importante valeur de l'indice non linéaire permet d'envisager la réalisation de composants compacts pour des fonctions optiques telles que la régénération optique, l'amplification Raman ou la génération de supercontinuum.

Des fibres monomodes à saut d'indice ont déjà été fabriquées par des méthodes telles que l'extrusion ou « barreau dans tube ». Ces méthodes requièrent un important savoir faire pour contrôler précisément les indices de réfraction, pour empêcher des effets de cristallisation, la formation de bulles à l'interface cœur/gaine, ou d'éviter l'ellipticité du cœur. Par ailleurs, dans une configuration à saut d'indice, la réalisation de fibres monomodes ayant une faible aire effective ou large aire effective est difficile voire impossible à obtenir. Une faible aire effective exacerbe les effets non linéaires. Une large aire effective contribue au transport de faisceau de puissance sans risque d'endommagement du matériau. Les fibres microstructurées à cœur plein permettent justement d'accéder à une très large gamme d'aire effective tout en conservant un guidage monomode. Cette classe de fibres optiques a été inventée à la fin des années 90 [1]. Elle consiste en un arrangement de trous autour d'un cœur plein. Dans la silice, la technique de fabrication la plus utilisée est la technique dite de « stack&draw » qui consiste à empiler de manière hexagonale des capillaires autour d'un cœur. Plusieurs couronnes de capillaires sont souvent nécessaires. Ce procédé permet la réalisation reproductible de structures complexes. Le contrôle de la distance entre les trous, Λ , ainsi que du diamètre intérieur, d, des trous permet l'obtention du guidage monomode (voir infiniment monomode), le contrôle du diamètre de mode et de la dispersion chromatique.

En ce qui concerne les fibres microstructurées en verres de chalcogénures, jusqu'à présent, seul le verre de GLS a été traité dans des configurations simples [2,3]. Dans la référence [2] une seule couronne de trous a été utilisée augurant d'importantes pertes de guidage. Dans cet article, nous présentons des résultats récents sur la fabrication de fibres microstructurées en verre de GaGeSbS ayant une structure complexe d'arrangement de trous.

Fabrication du verre

La composition nominal du verre est $Ga_5Ge_{20}Sb_{10}S_{65}$ [4]. L'indice de réfraction est de 2.25 à 1550 nm et l'indice non linéaire, n_2 , est d'environ 120 fois plus grand que celui de la silice. Les éléments très purs (5N) sont placés dans une ampoule de silice sous vide (10⁻⁵ mb). L'ensemble est chauffé pendant environ 12h à 800 °C puis le verre est trempé à l'eau et ensuite recuit à la température de transition vitreuse, Tg, pendant plusieurs heures. La valeur de Tg, est de 305 °C. Ce verre est très stable puisque aucun pic de cristallisation n'est détecté dans la gamme de température [+50, +500°C] lors d'enregistrement d'un thermogramme avec une loi de température de 10°C/min. Cette propriété est très importante pour la réalisation de fibres microstructurées. Les pertes de ce verre sont approximativement de 1 dB/m @1550nm.

Pour fabriquer les tubes, l'ampoule de silice contenant le verre est portée à 700°C puis tournée à 3000 tours/minute autour de son axe pendant plusieurs minutes. Lorsque la température diminue et que la viscosité est suffisamment importante, le tube est alors formé. Les dimensions du tube sont typiquement de 12cm*12mm*5mm (longueur*diamètre extérieur/diamètre intérieur).

Fabrication de fibres microstructurées

Un tube de verre de chalcogénure est fibré pour former des capillaires avec un diamètre extérieur d'environ 650 µm. Ces capillaires sont ensuite empilés autour d'un barreau de même diamètre. L'ensemble est ensuite placé dans un tube servant de gaine optique. La préforme est complètement réalisée lorsque le tube de gaine est collé par chauffage sur la zone de capillaires.

La préforme est alors fibrée à une vitesse de 5 m/min à une température de consigne de 540 °C. Un système de mise en pression d'un gaz neutre à l'intérieur des capillaires est utilisé pour contrôler le diamètre des trous.

La figure 1a montre la section d'une fibre microstructurée en verre GaGeSbS ayant 4 couronnes de trous. Le diamètre extérieur est de 138 μ m, Λ =8.3 μ m et d=3.5 μ m. La figure 1b présente le guidage d'un faisceau à 1550 nm d'une région de fibre différente de la figure 1a où la mise en pression était différent. Un laser émettant à 1550 nm couplé à une fibre SMF 28 est injecté dans 50 cm de fibre microstructurée GaGeSbS. Le rapport d/ Λ = 0,6 indique un probable guidage multimode [5].



Figure 1a : section fibre GaGeSbS ayant 4 couronnes de trous



Figure 1b : Guidage à 1550 nm

Pour obtenir un guidage monomode, une fibre ayant 3 couronnes de trous a été fabriquée dans les mêmes conditions que précédemment.



Figure 2a : section de fibre GaGeSbS ayant 3 couronnes de trous



Figure 2b : Mesure expérimentale du diamètre de mode

Une mesure en champ proche à 1550 nm montre un profil s'approchant d'une gaussienne indiquant un guidage monomode. Le diamètre de mode mesuré à partir d'une approximation de profil gaussien à $1/e^2$ est de 8,3 µm. Le rapport d/A, estimé à 0.4, confirme un guidage monomode infini [5].

Conclusion

Nous avons réalisé des fibres microstructurées en verre de chalcogénures ayant des structures complexes. Une des fibres présente un guidage monomode avec un diamètre de mode de 8,3 µm. Nous avons montré que la technique de « Stack&Draw » se prête bien à un verre de chalcogénure très stable vis-à-vis de la cristallisation. Nous pensons que cette combinaison a un grand potentiel pour la réalisation de fibres à petite et grande aire effective pour des applications non seulement autour de 1550 nm mais aussi au delà de 2µm.

1. T.A. Birks, P.J. Roberts, P.St.J.Russel, D.M.Atkin, T.J.Sheperd, Electron. Lett. 31 (1995) 1941.

2. T.M.Monro, Y.D. West, D.W. Hewak, N.G.R. Broderick, D.J. Richardson,"Chalcogenide Holey Fibres", Elect. Let., Vol.36, No24, 2000, pp. 1998-2000.

3. D. W.Hewak, Y. D. West, N.G.R. Broderick, T. Monro, D.J. Richardson, "The fabrication and modelling of non silica microstructured optical fibres" Optical Fiber Conference 2001.

4. Y. Guimond, J.L. Adam, A.M. Jurdyc, H.L.Ma, J.Mugnier, B.Jacquier,"Optical properties of antimony-stabilised sulphide glasses doped with DY and Er ions", Journal of Non-Crystalline Solids, Vol. 256&257, pp. 378-382, 1999

5. F. Bordas, L. Provino, G. Renversez, "Fibres optiques microstructures de haut indice: pertes et dispersion chromatique du fondamental et cutoff du second mode, comparaison avec la silice" Journees Nationales d'Optique Guidée, 2004, France

CARACTERISATION DE FIBRES MICROSTRUCTUREES PAR REFLECTOMETRIE A FAIBLE COHERENCE

Renaud GABET¹, Kevin CLEMENT¹, Catherine LEPERS^{2*}, Yves JAOUEN¹

¹GET/Telecom Paris, CNRS 5141, 46 rue Barrault, 75634 Paris, France ²Laboratoire PhLAM, CNRS UMR8523, Université de Lille I, 59650 Villeneuve d'Ascq, France *en délégation CNRS dans le laboratoire CNRS LTCI de GET/Telecom Paris Email : <u>Renaud.Gabet@enst.fr</u>

1. INTRODUCTION

Les fibres microstructurées permettent une propagation monomode sur des plages spectrales de plus de 1000 nm, la génération de supercontinuum, l'ajustement des courbes de dispersion chromatique, l'exacerbation des effets non linéaires. Au cours de la fabrication de ce type de fibres, on note des écarts de géométrie par rapport à une structure périodique idéale. De ce fait, les caractéristiques de propagation optiques sont modifiées et il est donc important de pouvoir les mesurer. La technique de réflectométrie optique à faible cohérence ou OLCR (Optical Low Coherence Reflectometry) est une méthode de mesure des paramètres de dispersion chromatique et de biréfringence de courts tronçons de fibres microstructurées (< 1 mètre) [1].

2. REFLECTOMETRIE A FAIBLE COHERENCE SENSIBLE A LA PHASE

Un réflectomètre optique à faible cohérence est un interféromètre de Michelson éclairé en lumière « blanche » (source superfluorescente Er^{3+} 1525-1608 nm), incluant un miroir mobile dans l'un des bras et l'objet sous test dans l'autre. L'interférogramme est obtenu en faisant varier la différence de marche optique entre les deux bras à vitesse constante (~1 mm/s). L'interférogramme mesuré I(τ) est donnée par l'expression :

$$I(\tau) \propto \frac{1}{4\pi} \Re \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) \tilde{r}(\omega) e^{j\omega\tau} d\omega \right\}$$

où $S(\omega)$ est le spectre de la source OLCR et $\tilde{r}(\omega) = |\tilde{r}(\omega)| \exp \left[j\phi(\omega) \right]$ la réflectivité complexe du composant sous test. Les paramètres $\tilde{r}(\omega)$ et $I(\tau)$ sont liés par une simple transformée de Fourier. Cette méthode d'analyse impose un contrôle précis de la position du miroir du bras de référence. Un signal issu d'un interféromètre cohérent est utilisé comme horloge externe pour échantillonner de façon précise et régulière le signal à faible cohérence. De part la configuration du montage, le nombre d'échantillons obtenus est donné par le rapport λ_{OLCR} (1565 nm)/ λ_{He-Ne} (633 nm). La précision de mesure a été améliorée en multipliant la fréquence d'échantillonnage au moyen d'une boucle à verrouillage de phase électronique.



Fig. 1 : Schéma du réflectomètre à faible cohérence sensible à la phase

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le tronçon de fibre à caractériser est placé dans le bras de mesure de l'OLCR. Deux interférogrammes, correspondant aux faces d'entrée et de sortie de la fibre sont obtenus. L'interférogramme de la face de sortie (Fig. 2b) est élargie par rapport à celui de la face d'entrée (Fig. 2a) à cause de la forte dispersion chromatique de la fibre. On note également un battement dû à un phénomène de biréfringence. L'insertion d'un polariseur, placé en entrée de l'OLCR et correctement orienté, permet de réduire fortement ce battement confirmant une biréfringence de polarisation intramodale (Fig. 2c).



Figure 2 : Interférogrammes de caractérisation d'une fibre microstructurée de 81.4 cm (a) face d'entrée, (b) face de sortie sans polariseur, (c) face de sortie avec polariseur.

La biréfringence est évaluée à partir du module de la réflectivité complexe de l'interférogramme de la face de sortie de la fibre (Fig. 3). La biréfringence de groupe mesurée est $B_g = 8.1 \, 10^{-4}$. Le temps de groupe correspond à la dérivée de la différence des phases de ces réflectivités en fonction de ω . Il évolue linéairement dans le domaine spectral de la source utilisée. Le paramètre D est alors estimé à partir de la valeur de la pente du temps de groupe rapporté à la longueur du tronçon de fibre (Fig. 4). Les valeurs trouvées sont respectivement 152.4 et 155.1 ps/nm/km pour les 2 modes de polarisation. Une modélisation effectuée à partir du profil vrai de la fibre microstructurée mettant en œuvre la méthode des éléments finis, permet de déterminer les indices effectifs des modes de propagation et d'en déduire les valeurs théoriques de D et de B_g . On note une très bonne concordance entre les valeurs expérimentales et les simulations numériques [1].



Figure 4 : Evolution du temps de groupe du tronçon de fibre microstructurée de 81.4 cm.

5. CONCLUSION

du tronçon de fibre microstructurée de 81.4 cm.

La réflectométrie à faible cohérence est une méthode de mesure efficace, mettant en œuvre de faibles tronçons de fibre. Le même banc expérimental permet de mesurer avec précision les paramètres importants des fibres microstructurées comme la biréfringence de polarisation et la dispersion chromatique. Il est également possible de caractériser séparément les différents modes guidés d'ordre supérieur. La méthode OLCR permet de caractériser d'autres familles de fibres : fibres de Bragg [2], fibres faiblement multimodes encore dénommées HOM [3], fibres dopées, etc ...

REFERENCES

[1] C. PALAVICINI, Y. JAOUEN, G. DEBARGE, E. KERRINCKX, Y. QUIQUEMPOIS, M. DOUAY, C. LEPERS, A-F OBATON, G. MELIN, "Characterization of photonic crystal fiber properties using phase-sensitive OLCR" *Optics Lett.* 30, 361-363, Feb. 2005

[2] C. PALAVICINI, P. VIALE, A.-F. OBATON. S. FEVRIER, Y. JAOUEN and P. LEPROUX "Chromatic dispersion measurement of a Bragg fiber" ECOC'04, paper We3.3.5, Stockholm, Sept. 2004

[3] Y. JAOUEN, C. PALAVICINI, A.-F. OBATON, C. MOREAU and P. SILLARD "Direct chromatic dispersion determination of higher-order mode fibers using OLCR technique" CLEO'05, paper CthB4, Baltimore, May 2005

Conception, fabrication et caractérisation d'une fibre de Bragg à faibles pertes et à grande aire effective

R. Jamier¹, S. Février¹, P. Viale¹, M. Likhachev², S. Semjonov², E. Dianov², J.-M. Blondy¹

1 : IRCOM, UMR CNRS n°6615, 123 Avenue A. Thomas, 87060 Limoges fevrier@ircom.unilim.fr

2 : Fiber Optics Research Center at the General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, 38 Vavilov Street, 119991 Moscow, Russia.

Dans de nombreux domaines scientifiques ou industriels (télécom, usinage industriel, lasers fibrés...), l'augmentation de la puissance optique transportée par fibre provoque la génération de fréquences non désirées par effets non linéaires pour lesquels il n'existe pas de moyens de compensation. Les effets non linéaires sont exacerbés quand la densité surfacique de puissance transportée devient trop importante. Il est envisageable de concevoir des fibres particulières telles que le seuil d'apparition de ces effets soit repoussé en augmentant la surface effective ou modale de la fibre.

Outre les fibres microstructurées air-silice, les fibres à gaine périodique ou fibres de Bragg à cœur de silice permettent de combiner une grande aire effective et des pertes de propagation faibles (< 1 dB/m). Une telle fibre a été optimisée en termes de régularité des épaisseurs et des indices des couches diélectriques puis réalisée par MCVD au Fiber Optics Research Center. Le profil d'indice de cette fibre est porté sur la figure 1. L'accord entre le profil idéal et le profil de la fibre fabriquée est tout à fait acceptable. Les couches diélectriques d'indice bas de cette fibre sont constitués de silice pure, les couches d'indice haut étant dopées avec du germanium de manière à avoir une différence d'indice entre les couches du réseau de Bragg de 15.10^{-3} .



(a) : couplage observé à 898 nm à l'aide d'une caméra Spiricon

Une dépression d'indice ($\Delta n = 2.10^{-3}$) est accolée à la dernière couche d'indice haut du réseau de Bragg dans le but de diminuer les pertes par courbure. Afin d'abaisser les pertes de propagation de la fibre, un très faible saut d'indice (de l'ordre de $\Delta n = 2.10^{-4}$) a été ajouté dans le cœur de la fibre (voir le profil sur la figure 1). Les pertes calculées sont faibles, de l'ordre du dB/km autour de 800 nm, et correspondent aux pertes dues au matériau. Cette fibre a été caractérisée en termes de bande passante, atténuation, sensibilité à la courbure et unimodalité transverse. La distribution d'intensité en sortie de la fibre de Bragg a été mesurée et comparée à l'intensité calculée par une méthode scalaire (voir figure 1). On observe une excellente correspondance entre la mesure et la simulation. En encart de la figure 1 est placée la distribution d'intensité en champ proche du mode fondamental (noté LP_{01}), seul mode présent à la sortie de la fibre (L = 30 m). La bande spectrale de propagation du mode fondamental guidé a été calculée puis mesurée. On observe en figure 2 une bonne correspondance entre le calcul et la mesure. Dans les deux cas, les atténuations minimales sont observées à 800 nm et valent 3 dB/km. La bande mesurée apparaît plus étroite que celle calculée, ce qui peut s'expliquer par des pertes par courbure induites lors de la mesure effectuée sur un tronçon de longueur 30 m. Notons la présence de couplages discrets entre le mode fondamental guidé dans le coeur de la fibre et les modes du premier anneau d'indice haut. Ces couplages se traduisent par une augmentation des pertes (cf. pic (a) sur la figure 2). Un de ces couplages a été observé expérimentalement (en retirant la SMF de sortie) et est présenté sur la figure 2.

L'atténuation spectrale du premier mode d'ordre élevé (noté LP₁₁) a également été calculée. On constate alors qu'autour de la longueur d'onde de Bragg ($\lambda \sim 0.8 \ \mu$ m) le rapport entre les pertes de propagation du mode LP₁₁ et du mode LP₀₁ avoisine 100. Cette fibre peut alors être considérée monomode. L'aire effective du mode LP₀₁ guidé à 833 nm a été calculée et est presque cinq fois supérieure à celle des fibres conventionnelles monomodes à cette longueur d'onde (140 μ m² contre 30 μ m²) présentant une longueur d'onde de coupure $\langle k_c \rangle$ égale à 0,75 μ m et une ouverture numérique (ON) de 0,1 et deux fois supérieure à celle des fibres à large mode ($\lambda_c = 0,75 \ \mu$ m et ON = 0,06). Une telle fibre optimisée pour un guidage à 1,55 μ m est en cours de caractérisation.

Des études théoriques et expérimentales concernant le dopage du cœur d'une telle fibre avec un matériau optiquement actif (ytterbium dans notre cas) sont menées. L'objectif de ces recherches est la fabrication d'un laser fibré de très forte puissance (puissance délivrée de plusieurs watts en continu).

Génération de supercontinuum et propagation non-linéaire d'impulsions dans les fibres à cristaux photoniques : influence de la dépendance fréquentielle de l'aire effective du mode guidé

B. Kibler and J. M. Dudley

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

S. Coen

Department of Physics, University of Auckland, Private Bag 92019, Auckland, New Zealand.

L'optimisation de la génération de supercontinuum (SC) dans les fibres à cristaux photoniques (PCF) pour ses nombreuses applications en optique ultra-rapide est grandement assistée par l'utilisation de simulations numériques détaillées. L'approche habituelle pour la simulation de génération de SC est d'utiliser une forme d'équation d'enveloppe non-linéaire (NEE) généralisée obtenue par simplification analytique des équations de Maxwell. Bien que l'approche de la NEE implique de résoudre l'évolution d'une enveloppe complexe, l'inclusion des ordres supérieurs de dispersion ainsi que des effets non-linéaires, tels que le self-steepening et la diffusion Raman, supprime l'approximation usuelle d'enveloppe lentement variable rendant le modèle numérique fiable jusqu'à un régime de quelques cycles optiques [1]. Dans le cas d'une modélisation de la propagation d'une onde guidée dans une fibre optique pour de telles conditions, une description complète utilisant la NEE doit nécessairement inclure la dépendance fréquentielle de l'aire effective du mode se propageant dans la fibre ; on s'attend alors à observer une dépendance significative en longueur d'onde dans la réponse non-linéaire [1,2].

Nous détaillons dans cette partie comment il est possible d'inclure, pour la modélisation de la propagation d'impulsions dans les PCF, la dépendance fréquentielle de l'aire effective $A_{eff}(\omega)$ par la modification du terme de choc optique dans la NEE :

 $\tau_{\text{shock}} = \tau_0 + d/d\omega \{ \ln [1 / (n_{\text{eff}}(\omega)) A_{\text{eff}}(\omega))] \}_{\omega 0} \text{ avec } \tau_0 = 1 / \omega_0 \text{ et } n_{\text{eff}}(\omega) \text{ l'indice effectif du} \}$ mode. Dans le but d'examiner les conséquences de cette correction dans la modélisation de la génération de SC, nous avons effectué de multiples simulations à l'aide de la NEE étendue dans le cas de propagation d'impulsions ultracourtes dans une PCF présentant une longueur d'onde de dispersion nulle (ZDW) de 755 nm; ces simulations faisant apparaître ou non la correction de la dépendance fréquentielle de l'aire effective. Comme prévu, il est apparu que la principale conséquence de cette dépendance fréquentielle de l'aire effective est de réduire l'interaction nonlinéaire pour les basses fréquences à cause d'une dispersion de la non-linéarité [2]. Cependant, notre étude a mis en évidence un nouveau résultat significatif (avec des conséquences particulières pour la conception expérimentale) montrant que l'influence de la dépendance fréquentielle de l'aire effective dépend très fortement de la longueur d'onde d'entrée des impulsions pompe injectées. Par exemple, les simulations montrent que les caractéristiques du SC s'étalant sur une octave, généré en utilisant des impulsions femtosecondes de pompe proche infrarouge autour de 800 nm, présentent une dépendance négligeable à l'égard de l'aire effective dépendante de la fréquence, justifiant a posteriori les études numériques précédentes qui ont négligé cette correction. D'autre part, pour des longueurs d'onde de pompe plus éloignées dans l'infrarouge, un effet quantitatif significatif sur les caractéristiques de SC peut être observé, comme nous le montrons dans la Fig. 1(a) où nous avons représenté les caractéristiques du SC dans le cas d'impulsions de 100 fs, d'une puissance crête de 6 kW et de longueur d'onde centrale 1064 nm, propagées dans 50 cm de PCF. Celle-ci met en évidence une réduction de 100 nm de la largeur spectrale du SC due à la dépendance fréquentielle de l'aire effective. La Fig. 1(b) présente des résultats additionnels montrant la dépendance de cet effet à l'égard de la puissance crête et de la durée d'impulsion d'entrée pour illustrer clairement le fait que les conséquences de la dépendance fréquentielle de l'aire effective sont observées sur une large gamme de paramètres dans le cas d'impulsions pompe à 1064 nm.

Il apparaît de manière évidente que l'étude détaillée de SC dans les PCF, pour des impulsions pompe dans l'infrarouge éloignées de la ZDW, nécessitera l'inclusion de ce terme de correction dans les modèles de NEE.



Fig. 1 (a) Spectre de sortie du SC négligeant (trait pointillé) et incluant (trait plein) la correction du terme de choc. (b) Résultats en fonction de la puissance crête pour deux durées d'impulsions d'entrée montrant la largeur globale du SC en négligeant (trait pointillé) et incluant (trait plein) la correction du terme de choc.

Références

1. N. Karasawa, et al., IEEE J. Quantum Electron. 37, 398-404 (2001).

2. R. Iliew and F. Lederer, Paper NLTuD23-1, Nonlinear Guided Waves and their Applications, OSA (2002).

Conception de fibre à gaine microstructurée par des plots de germanium pour application aux sources de forte puissance

L Lavoute¹, P Roy¹, A. Desfarges Berthelemot¹, V. Kermene¹, 1 : IRCOM, UMR CNRS n°6615, 123 Avenue A. Thomas, 87060 Limoges <u>lavoute@ircom.unilim.fr</u>

Les multiples évolutions des fibres dopées aux terres rares, ont permis de démontrer la pertinence de la technologie fibre pour fabriquer des sources laser compactes, robustes et fiables, y compris pour des applications nécessitant de fortes puissances d'émission. Le confinement du faisceau et l'excellente dissipation thermique apportée par les fibres, rendent cette technologie très attractive au point de concurrencer, voire supplanter les lasers massifs. Ainsi, des puissances pouvant dépasser le kW en régime continu ont été obtenues récemment avec des lasers fibrés.

La puissance des premiers lasers à fibre monomode pompée par le cœur était principalement limitée par les puissances de pompage disponibles, n'excédant pas les 500 mW pour une diode laser monomode. L'apparition des fibres à double gaine a donc permis de franchir un premier pas décisif vers une augmentation de la puissance émise, en offrant la possibilité de guider les rayonnements puissants émis par les diodes laser multimodes, ceci grâce à la présence d'un polymère bas indice entourant la fibre classique, jouant le rôle, à la fois de protection mécanique et de gaine optique. Ce type de fibre délivre en effet, des puissances pouvant atteindre plusieurs dizaines, voire plusieurs centaines de Watts, émises qui plus est, sur des faisceaux de grande qualité spatiale. Cependant la montée en puissance reste limitée dans ces fibres. En effet, la présence du polymère peut conduire, par échauffement, à la destruction de la fibre, et ne permet pas de plus, d'avoir accès à des ouvertures numériques de la gaine interne supérieures à 0.48. Le développement des fibres microstructurées a permis par la suite de lever ce verrou en réalisant des gaines externes à grande proportion d'air qui guident les fortes puissances, et ainsi permettent de s'affranchir des problèmes d'échauffement liés à la présence du polymère. De plus les ouvertures numériques accessibles peuvent atteindre 0.8 ce qui permet de coupler de façon efficace le rayonnement de pompage dans la gaine interne de la fibre. Un autre facteur limitant à la montée en puissance est le diamètre du cœur puisqu'il conditionne la quantité de dopant et fixe le seuil d'apparition des effets non-linéaires. Que la fibre soit microstructurée ou à double gaine, les technologies actuelles limitent, pour une émission monomode, le diamètre du cœur à une trentaine de micromètres. Au-delà les pertes par courbure deviennent critiques.

Pour dépasser les performances des fibres actuelles, il faut pouvoir augmenter encore la densité d'ions amplificateurs et repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires qui restent dans ces fibres un facteur limitant de la montée en puissance. Etant donné que l'augmentation de la longueur de la fibre n'est pas une solution envisageable pour augmenter le volume du milieu amplificateur, car elle favoriserait l'apparition d'effets non linéaires pénalisants, nous avons choisi d'étudier une structure présentant un gros cœur fortement dopé. Cependant, si l'on veut préserver le caractère monomode du faisceau, il nous faut limiter la différence d'indice entre le cœur et la gaine. Pour ce faire plutôt que de codoper le cœur pour en diminuer l'indice, ce qui limite la concentration en ions dopants, nous avons choisi de relever l'indice de la gaine par le biais d'un dopage au germanium. Ce dopage de la gaine interne augmente de surcrôt son ouverture numérique en augmentant le contraste d'indice avec la gaine externe, qu'elle soit constituée d'un polymère bas indice ou d'air. L'efficacité de pompage de la fibre est en conséquence améliorée.



Figure 1 : Représentation en isovaleurs de la répartition d'indice de réfraction de la structure étudiée



Figure 2 : mode unique se propageant dans la structure

Génération de second harmonique dans les fibres optiques microstructurées pour l'obtention de supercontinuum très large bande

Vincent Tombelaine, Philippe Leproux, Vincent Couderc, Ludovic Grossard Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes, UMR CNRS 6615 Faculté des Sciences et Techniques, 123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges, France

tombelaine@ircom.unilim.fr

La génération de supercontinuum dans les fibres optiques a fait l'objet de nombreuses études depuis la fin des années 1980, en régime de dipersion normale et anormale, en fonctionnement continu ou impulsionnel. L'arrivée des fibres microstructurées a permis d'obtenir des élargissements spectraux dans le domaine du visible grâce au décalage du zéro de dispersion vers les basses longueurs d'onde. Nous avons déjà démontré expérimentalement, par un système de pompage à deux longueurs d'onde (1064 et 532 nm), la génération de continuums dans le visible de 350 à 750 nm et dans l'infrarouge (IR) de 1064 à 1750 nm. Ces élargissements homogènes sont ainsi obtenus à la fois en régime de dispersion normale et anormale, du fait d'instabilités de modulation (IM) induites par le double pompage. Nous montrons ici que le même type de phénomène peut être observé par pompage unique de la fibre microstructurée à 1064 nm, l'onde à 532 nm étant directement créée dans la fibre par processus de génération de second harmonique (SH). En effet, cette génération de SH est suffisamment efficace pour initier le processus d'IM à l'origine de l'élargissement spectral. Le continuum créé couvre alors la totalité de la fenêtre de transparence de la silice, de 350 à 1750 nm.

Concernant le montage expérimental, la source de pompe est un microlaser Nd-YAG déclenché passivement délivrant des impulsions de durée 600 ps à la longueur d'onde 1064 nm. Ce rayonnement est injecté à l'aide d'une lentille dans deux mètres de fibre optique microstructurée air-silice fabriquée à l'IRCOM. Une lame demi-onde est utilisée pour faire tourner la polarisation en entrée de fibre. Les trous d'air ont un diamètre d d'environ 1,5 μ m et sont positionnés selon une maille triangulaire avec un espacement Λ de 2,2 μ m. Le rapport d/ Λ environ égal à 0,7 signifie que la fibre est faiblement multimode. Le zéro de dispersion est situé autour de 870 nm pour le mode fondamental (LP₀₁) et de 700 nm pour le second mode (LP₁₁). L'aire effective du mode LP₀₁ varie entre 4 et 5 μ m² sur la plage de transparence de la silice.



Figure 1 : Spectre mesuré en sortie de fibre mettant en évidence la génération de second harmonique à 532 nm

Pour une forte valeur de puissance de pompe injectée dans la fibre, le spectre représenté sur la figure 2 est obtenu en sortie. L'élargissement spectral s'étend alors de 350 à 1750 nm (limites de l'appareil de mesure), avec une modulation maximale de 5 dB dans les domaines visible et IR. Le niveau de puissance dans le visible est 10 dB en deçà du niveau dans l'IR. Enfin, le faisceau de sortie est spatialement monomode dans le visible et présente une distribution de type LP₁₁.

En conclusion, nous avons démontré la génération efficace de second harmonique dans les fibres optiques microstructurées et sa mise à profit pour l'obtention de supercontinuum. L'association de l'onde fondamentale de pompe et du SH induit un phénomène d'instabilités de modulation, conduisant à un élargissement spectral

La figure 1 montre un exemple de spectre mesuré en sortie de fibre pour une faible valeur de puissance de pompe injectée. Outre le pic (élargi) à 1064 nm et le résidu de pompe du microlaser à 800 nm, nous observons la présence d'une faible raie à 532 nm, correspondant au doublage de la fréquence du microlaser. Ce phénomène de génération de SH dans la fibre microstructurée a lieu au niveau des interfaces airsilice et d'inhomogénéités locales présentes dans le matériau. Bien que peu efficace, il permet d'initier le processus d'IM responsable des élargissements spectraux présentés ci-dessous.





En encart dans le visible : faisceau de sortie après diffraction par un réseau et distribution spatiale du

homogène sur la totalité de la fenêtre de transparence de la silice (350-1750 nm). Il est par conséquent possible de réaliser une source laser très large bande d'encombrement et coût réduits, de par le pompage par un simple microlaser. Cette source offre des performances intéressantes pour des applications telles que la tomographie optique cohérente, la métrologie optique ou encore le diagnostic hématologique.

FIBRE CREUSE À CRISTAL PHOTONIQUE A TRÈS FAIBLES PERTES

Pierre Viale, Sébastien Février

IRCOM, UMR CNRS nº6615, 123 Avenue A. Thomas, 87060 Limoges viale@ircom.unilim.fr

Les récentes performances des fibres creuses à cristal photonique (FCCPs) permettent de confirmer leurs capacités pour une utilisation dans les télécommunications optiques [1-3] (atténuation linéique de l'ordre de 1dB.km⁻¹). Néanmoins, les premières études ont été menées sur des tronçons de fibre de 150 m, incompatibles avec les besoins actuels des systèmes de télécommunication. La difficulté à amener une excellente homogénéité longitudinale semble être une limitation. Une simplification de la structure par une diminution de la fraction d'air et du nombre de couronnes de trous devrait rendre la fabrication plus adaptée aux besoins actuels. Une récente étude [4] a montré que plus l'indice effectif du mode guidé est proche de l'indice de réfraction du cœur central, plus les pertes de confinement sont faibles.

Pour l'instant, à notre connaissance la fibre creuse ayant les plus faibles pertes de confinement a été proposée par Roberts *et al* [3] (f=0.94, N=7, α =1,2 dB.km⁻¹). Des calculs menés sur cette fibre ont montré que l'indice effectif du mode guidé (n_e) est 0,995. La valeur de n_e est une conséquence du choix de l'intervalle entre les trous de la gaine (pitch Λ).

Dans cette communication, nous décrivons une méthode permettant de concevoir des FCCPs à très faibles pertes. Cette méthode consiste à déterminer N, Λ et f en imposant la longueur d'onde λ et n_e.

La méthode que nous utilisons est basée sur une analogie entre les FCCPs et les fibres de Bragg creuses [5] comme le montre la figure 1. Les paramètres de la structure de Bragg sont les épaisseurs des couches d'indice bas (air) et haut (silice) (appelées respectivement ℓ_2 et ℓ_3). Dans les FCCPs à deux dimensions, les caractéristiques de la structure sont Λ et d (diamètre des trous d'air) [6-7].



Fig. 1 : Sections transverses d'une fibre de Bragg creuse et d'une FCCP

En extrapolant les caractéristiques de la fibre de Bragg, on peut écrire que : $\Lambda = \ell_2 + \ell_3$ et $d = \ell_3$. Les cœurs conservent le même rayon R. Dans les fibres de Bragg, nous déterminons la composante transverse du vecteur d'onde $p_i = k \sqrt{n_i^2 - n_e^2}$ dans l'air (n_i=1), ou la silice (n_i=n_s). La connaissance des termes p_i nous permet de déterminer les caractéristiques des fibres de Bragg par :

$$R = \frac{x_{01}}{k \cdot \sqrt{1 - n_e^2}}, \quad \ell_2 = \frac{x_{11} - x_{01}}{k \cdot \sqrt{n_s^2 - n_e^2}}, \quad \ell_3 = \frac{x_{02} - x_{11}}{k \cdot \sqrt{1 - n_e^2}}$$
(1)

où x_{in} sont les n^{ièmes} zéros de la fonction de Bessel J_i et k est le nombre d'onde dans le vide.

R, Λ et f sont représentés sur la figure 2 en fonction de l'indice effectif. On remarque que lorsque n_e augmente, le rayon de cœur R augmente. Cette condition est nécessaire pour diminuer les pertes de

confinement [3]. Pour la plage de n_e décrite sur la figure 2, R est égal à $1.4\Lambda \pm 2\%$ ce qui rend possible la conception de FCCP dont le cœur est formé par 7 capillaires manquants.

Pour évaluer la validité de l'approximation faite entre les deux géométries de fibres, nous avons calculé les pertes de confinement dans les FCCP pour le mode fondamental (HE₁₁) pour différentes valeurs de n_e, donc différentes géométries de la FCCP. Pour cela nous utilisons une méthode d'éléments finis combinée à l'utilisation de couches absorbantes (« perfectly matched layer PML » [8]). Les résultats sont présentés sur la figure 3.





Fig. 3 : Pertes de confinement dans une FCCP (N=6, $\lambda = 1,55\mu m$)

Dans le cas où n_e est égal à 0,9992 (f=0,916), les pertes de confinement sont de l'ordre de 10^{-6} dB.km⁻¹, soit 3 ordres de grandeurs inférieures aux meilleures prévisions numériques [7]. Nous avons donc montré qu'une structure à très faibles pertes peut être réalisée tout en réduisant la fraction d'air.

Par la suite, nous retenons une structure définie pour $n_e = 0,9991$. Les caractéristiques de cellesci sont donc :

(i)
$$R = 14 \mu m, \Lambda = 9,9 \mu m, N = 6$$

$$f = 0.912, \alpha_{\text{HE11}} = 10^{-5} \text{ dB.km}^{-1}$$

Compte tenu du diamètre important de cœur, nous avons étudié le caractère monomode de la

structure en évaluant les pertes de confinement des modes d'ordre supérieur. Dans notre étude, nous observons que le mode électromagnétique TE₀₁ est la composante du mode LP₁₁ la moins à pertes. Nous avons donc comparé les pertes de confinement α_{HE11} et α_{TE01} . Nous avons aussi comparé nos résultats avec l'étude faite en [7] pour une FCCP dite monomode pour 6 couronnes de trous. Ces paramètres sont :

(ii) $R = 7\mu m$, $\Lambda = 4,7 \ \mu m$, f = 0.94Les résultants de simulation sont présentés sur la figure 4. 1.E+04 HE_{11} $n_e = 0.99912$ Pertes de confinement 1.E+02 -HE11 - TE01 TE_{01} 1.E-04 • 🗢 • HE11 $n_e = 0.99777$ • ⊙ • TE01 1.E-06 3 6 Nombre couches N

Fig. 4 : Impact du nombre de couronnes sur les pertes de confinement des 2 premiers modes de propagation, distributions transverses du champ électrique du mode HE_{11} et du mode TE_{01} dans la structure de la FCCP pour le cas à 5 couronnes de trous

L'indice effectif du mode HE₁₁ est 0,99912, soit une erreur de 0,02% par rapport au n_e donné pour concevoir la géométrie de la structure. Dans notre cas, on peut noter que pour N=5, la fibre est asymptotiquement monomode ($\alpha_{TE01}/\alpha_{HE11}$ #100 et α_{HE11} =1,7.10⁻³ dB.km⁻¹) malgré le large cœur de la FCCP.

Nous avons proposé une méthode efficace pour concevoir des fibres creuses à cristal photonique à très faibles pertes de confinement. La méthode consiste à définir les paramètres de la fibre en imposant l'indice effectif du mode guidé. Cette technique permet de réduire de manière drastique les pertes de confinement (diminution de 3 ordres de grandeur par rapport aux meilleurs résultats numériques). Nous avons montré qu'une FCCP ayant un cœur de rayon $14\mu m$, de pitch $9.9\mu m$, de fraction d'air 0.912 et 5 couronnes de trous possède des pertes de confinement très faibles $(1.7.10^{-3} \text{ dB.km}^{-1})$. La réduction de la fraction d'air et du nombre de couronnes peut simplifier la fabrication d'une telle fibre. Une étude modale a finalement mis en évidence le caractère asymptotiquement monomode de la fibre optimisée.

- [1] J.A. WEST et al, Opt. Exp., 12 (2004), 1485
- [2] C.PEUCHERET et al, Elec.. Lett., 41 (2005), 27

105), 27 [6] N.A. MORTENSEN *et al*, Opt. Lett., 29 (2004), 349
1485 [7] K. SAITOH *et al*, Opt. Exp., 12 (2004), 394

- [3] P.J. ROBERTS *et al*, Opt. Exp., 12 (2004), 1485
 [7] K. SA
 [4] T.A. BIRKS *et al*, Opt. Exp., 12 (2004), 69
 [8] P. VL
 - [8] P. VIALE et al, GDR Ondes 2005

[5] P. YEH et al, JOSA, 68 (1978), 1196

28

PERTES DE CONFINEMENT DANS LES FIBRES A CRISTAL PHOTONIQUE : UTILISATION D'UNE COUCHE ABSORBANTE CIRCULAIRE

Pierre Viale, Sébastien Février, Frédéric Gérôme

IRCOM, UMR CNRS nº6615, 123 Avenue A. Thomas, 87060 Limoges viale@ircom.unilim.fr

Les fibres optiques à cristal photonique (FCPs) sont constituées d'un cœur creux, solide ou liquide entouré par un réseau d'inclusions (des trous d'air par exemple) dans un matériau substrat (généralement la silice pure). Ces fibres sont de manière inhérente des structures où les modes sont guidés à fuite. Il est donc utile de déterminer les pertes de confinement (α). Des techniques de décomposition en ondes planes, nécessitant une structure périodique infinie ne permettent pas de déterminer les pertes de confinement. Pour des inclusions circulaires et identiques entre elles, les pertes de confinement peuvent être évaluées rigoureusement à l'aide de la méthode multipolaire [1-2]. Nous proposons ici une technique fiable permettant de déterminer les pertes de confinement pour tout type de FCP (idéale ou réelle, à trous circulaires, elliptiques, hexagonaux, à guidage par l'indice ou par bande interdite photonique). Seuls les résultats concernant les FCPs à guidage par l'indice sont présentés. Afin de modéliser finement les FCPs, nous disposons d'un outil d'analyse vectorielle basé sur la méthode des éléments finis. Cette méthode permet de considérer une géométrie finie. Il est alors possible d'estimer les pertes de confinement en plaçant une Perfectly Matched Layer (PML) [3] en bordure extérieure de la structure. Cette couche est spécialement élaborée pour absorber sans réflexion les ondes électromagnétiques et permet de quantifier l'évanescence du champ hors de la structure. Pour implanter cette PML, les équations de Maxwell sont modifiées par l'introduction d'un terme complexe \ll s \gg [4]:

$$\nabla \wedge \mathbf{H} = \mathbf{j}\omega\varepsilon_0 \mathbf{n}^2 \mathbf{s} \cdot \mathbf{E} \tag{1}$$

$$7 \wedge E = -j\omega\mu_0 \mathbf{s} \cdot \mathbf{H}$$
 (2)

| E et H | champ électrique et magnétique | |
|----------------------------|--|--|
| ω | fréquence angulaire, | |
| ε_0 et μ_0 | permittivité et perméabilité du vide, | |
| n | indice de réfraction, | |
| $\sigma_e et \sigma_m$ | conductivités électrique et magnétique de la zone PML. | |

La résolution du système d'équations de Maxwell permet de déterminer la partie imaginaire de la constante de propagation liée aux pertes de confinement de la structure finie à trous (ici, les pertes de matériau ne sont pas considérées). Généralement, les pertes de confinement sont évaluées en utilisant une PML rectangulaire. Cette PML se décompose en 8 zones [4] comme le montre la figure 1a. Le terme « s » varie d'une zone à l'autre.



Figure 1 : Section transverse d'une FCP entourée par une PML rectangulaire (a) et une PML circulaire en (b)

Ici, l'utilisation plus simple d'une PML circulaire est possible. L'utilisation d'une couche unique permet d'en faciliter le paramétrage. Les deux critères qui définissent cette PML sont sa position r_{in} et son épaisseur e.

Il n'existe pas de PML optimale pour toutes les structures de fibre. En effectuant une rapide étude préliminaire sur la position et l'épaisseur, on observe une convergence des pertes de confinement. Une étude a été menée sur des FCPs ayant 2 et 3 couronnes de trous en utilisant la PML circulaire. Ces résultats sont comparés à ceux déjà obtenus avec une PML rectangulaire [4-5] et des calculs effectués

avec la méthode multipolaire [1-2]. Cette dernière méthode sert de référence. Les résultats sont représentés sur les figures 2a et 2b :



Figure 2 : Pertes de confinement de FCPs à deux couronnes de trous (a) et à trois couronnes de trous (b)

Quelle que soit la méthode utilisée, les valeurs de α sont d'ordre de grandeur identique. Soit Er l'erreur relative entre les méthodes FEM (α_{PML}) et multipolaire (α_{MM}):

$$Er = \frac{(\alpha_{PML} - \alpha_{MM})}{\alpha_{MM}}$$
(2)

La figure 3 représente la variation Er pour les deux FCPs citées précédemment. Dans le cas des FCPs à fortes pertes de confinement (cas 2 couronnes), cette erreur est faible (<40%).



Figure 3 : Variation de l'erreur relative des pertes de confinement entre les méthodes FEM et multipolaires appliquées à deux structures de FCPs en fonction de λ

On a mis en évidence par ces calculs que l'utilisation de la PML circulaire est bien adaptée à l'analyse des FCPs à guidage par l'indice. Pour généraliser l'utilisation de cette méthode à toutes les FCPs, il est nécessaire d'étudier cette PML avec des FCPs à guidage par bande interdite photonique (cas des fibres creuses). Dans ce cas, le champ électrique est fortement confiné dans le cœur et oscille de manière décroissante dans le réseau de trous. La position et l'épaisseur de la PML seront différentes du cas précédent pour obtenir une convergence du résultat. Son optimisation et la convergence des résultats peuvent être plus délicates à obtenir. Les résultats additionnels sur cet aspect seront présentés à la réunion.

- [1] T.P. WHITE et al, JOSA B, 19, 2002
- [2] http://www.physics.usyd.edu.au/cudos/mofsoftware
- [3] J.P. BERENGER, J. Comput. Phys., 114, 1994
- [4] Y. TSUJI et al, J. of Light. Techno., 18, 2000
- [5] K. SAITOH et al, J. of Quan. Electr., 38, 2002.

Fibre à cristal photonique à coeur de faible indice pour l'optique nonlinéaire

Sylvie Yiou, Philippe Delaye, Anne Rouvie, Jordi Chinaud, Robert Frey, Gérald Roosen

Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, UMR du Centre National de la Recherche Scientifique, de l'Institut d'Optique et de l'Université Paris Sud, Centre Scientifique d'Orsay, Bât. 503, 91403 Orsay Cedex, France.

Pierre Viale, Sébastien Février, Philippe Roy, Jean-Louis Auguste, Jean-Marc Blondy

Équipe Optique Guidée et Intégrée, Institut de Recherche en Communications Optiques et Micro-ondes (IRCOM), UMR 6615, Faculté des Sciences et Techniques 123, avenue Albert Thomas, 87060 Limoges cedex, France.

L'optimisation des dispositifs nonlinéaires est basée sur un compromis sur la valeur de trois paramètres qui devront être maximisés : la susceptibilité nonlinéaire du milieu choisi, la longueur d'interaction et l'intensité du faisceau pompe. Les fibres optiques conventionnelle sont un exemple d'un compromis possible par exemple pour la diffusion Raman stimulée. Elle permettent un bon confinement de la lumière (grâce au faible diamètre de mode) et une très grande longueur d'interaction (du fait de leur très faible absorption), mais le milieu actif est constitué de silice qui présente une très faible efficacité nonlinéaire.

La solution idéale du capillaire rempli de liquide combinant les performances du guidage par fibre avec un milieu Raman très efficace a été proposée très tôt [1]. Malheureusement, comme l'efficacité du guidage est liée au phénomène de réflexion totale interne, l'indice de réfraction du liquide nonlinéaire doit être supérieur à celui de la silice qui est habituellement utilisée pour la réalisation du capillaire. De plus, l'utilisation de liquide à fort indice rend très facilement ces capillaires multimodes (à moins d'utiliser des capillaires de très faible diamètre), ce qui détruit la qualité spatiale des faisceaux générés. Toutes ces contraintes limitent fortement les possibilités de choix, parmi les nombreux liquides Raman, à ceux qui ont un indice de réfraction très légèrement supérieur à celui de la silice, et interdit complètement l'utilisation de gaz dont l'indice est proche de 1.

La récente apparition des fibres à cristal photonique [2] donne de nouvelles opportunités pour la réalisation de fibres avec un coeur rempli avec un liquide Raman de faible indice ou même de fibres à coeur creux remplies avec un gaz Raman [3]. Nous présenterons des résultats préliminaires de diffusion Raman stimulée obtenus dans une fibre microstructurée à coeur creux (Fig. 1) dont le coeur est rempli avec un liquide de faible indice (l'éthanol d'indice n=1,36) et est entouré d'une gaine de trous remplis d'air.



Figure 1 : Photographie au microscope électronique de la fibre microstructurée. L'insert montre une image au microscope optique du coeur rempli de liquide.



Figure 2 : Variation de la puissance de pompe et des raies Stokes en fonction de la puissance de pompe incidente.

Le liquide Raman est pompé par un microlaser Nd:YAG (impulsions de 560ps et 9 μ J) doublé en fréquence, et les deux premières raies Stokes de l'éthanol (v_s=2928cm⁻¹) à 630nm et 772nm sont observées (Fig. 2). Le seuil d'apparition de ces raies est encore assez haut pour ces premières expériences mais une optimisation de la fibre devrait permettre de le baisser suffisamment pour permettre une utilisation avec des lasers continus.

L'utilisation des fibres à cristal photonique offre de nouvelles possibilités pour l'élaboration de fibres nonlinéaires dans lesquelles le coeur de silice peut être remplacé par un milieu nonlinéaire liquide ou gazeux, ce qui ouvre la voie à de nouvelles mises en oeuvre de fonctions nonlinéaires pour les dispositifs optiques.

[1] J. Stone "CW Raman fiber amplifier" Appl. Phys. Lett. 26, 163 (1975)

[2] T.A. Birks, P.J. Roberts, P. S.J. Russell, D.M. Atkin, T.J. Shepherd, "Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures." *Electronics Letters*, **31**, 1941(1995).

[3] F. Benabid, J.C. Knight, G. Antonopoulos, P.S.J. Russell. "Stimulated Raman Scattering in Hydrogen-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fiber." *Science*, **298**, 399 (2002)

Cristaux photoniques et métamatériaux

Polaritons de surface sur des cylindres métalliques, semiconducteurs ou constitués d'un matériau "gaucher"

Stéphane Ancey,
1,* Yves Décanini,
2,† Antoine Folacci,
2,‡ and Paul Gabrielli
1, \S

¹UMR CNRS 6134 SPE, Equipe Ondes et Acoustique,

Université de Corse, Faculté des Sciences, Boîte Postale 52, 20250 Corte, France

² UMR CNRS 6134 SPE, Equipe Physique Semi-Classique (et) de la Matière Condensée,

Université de Corse, Faculté des Sciences, Boîte Postale 52, 20250 Corte, France

Depuis les années soixante, principalement sous l'impulsion de Nussenzveig¹, les techniques asymptotiques (i.e. semi-classiques) utilisant la prolongation analytique des représentations en ondes partielles ont été développées pour comprendre la diffusion des ondes électromagnétiques par des objets diélectriques. Ces techniques constituent la méthode du moment cinétique complexe (dite méthode CAM pour "Complex Angular Momentum"). En électromagnétisme, cette méthode peut être considérée comme une amélioration de l'optique géométrique, tenant compte des aspects diffractifs liés aux ondes de surface. Son succès provient de sa capacité à fournir une description claire d'un problème de diffusion, en extrayant l'information physique cachée dans les représentations en ondes partielles, et à décrire ainsi, asymptotiquement, le phénomène de résonance. Cette méthode tire ses origines du travail de Watson traitant de la propagation et de la diffraction des ondes radio autour de la Terre². Depuis, elle a été généralisée à de nombreux domaines de la physique¹⁻³.

Nous avons récemment appliqué la méthode CAM à des problèmes de diffusion en relation avec les métamatériaux (cristaux photoniques, matériaux gauchers). Plus précisément, nous avons traité le problème de la diffusion d'une onde électromagnétique (polarisations TE et TM) par :

- un cylindre métallique ou semiconducteur⁴,
- un cylindre constitué d'un matériau gaucher⁵.

Nous avons construit la matrice S pour les différents matériaux et les deux polarisations. Cette matrice S a une structure duale, elle dépend à la fois de la fréquence ω et du moment cinétique ℓ . Ses pôles dans le quatrième quadrant du plan complexe ω sont les fréquences complexes associées aux modes résonants du cylindre. Ses pôles dans le premier quadrant du plan complexe ℓ (appelés aussi pôles de Regge) décrivent les ondes de surface (ou polaritons de surface) s'appuyant sur le cylindre. Les propriétés physiques de ces ondes (relation de dispersion, atténuation, vitesse de phase et de groupe) sont obtenues en déterminant asymptotiquement les positions des pôles de Regge dans le plan complexe ℓ .

Alors que les propriétés des polaritons de surface (SP) s'appuyant sur une interface plane peuvent être aisément obtenues, l'étude des polaritons de surface s'appuyant sur une interface courbe est plus difficile (voir par exemple Refs. 6–9). Par exemple, en présence d'une interface cylindrique ou sphérique, l'analyse théorique est compliquée par l'utilisation des fonctions de Bessel et par la présence d'équations transcendantes qui ne peuvent être résolues exactement. À l'aide de la méthode CAM, nous avons traité complètement le problème de la diffusion d'une onde électromagnétique par un cylindre dans les configurations évoquées précédemment. En effet, cette méthode permet la reconstruction semi-classique des résonances associées aux polaritons de surface, leur classification en familles distinctes, ainsi que l'interprétation physique du phénomène d'excitation des résonances. Les principaux résultats obtenus lors de notre étude sont :

- cylindre métallique ou semiconducteur :
 - TE : un pôle SP_{∞}, associé à un polariton de surface qui généralise le cas de l'interface plane,
 - TM : pas de pôle SP.
- cylindre constitué d'un matériau gaucher :
 - Dans les deux configurations TE et TM,
 - ∗ un pôle SP∞, associé à un polariton de surface qui généralise le cas de l'interface plane,
 - * plusieurs pôles $WGSP_n$, associés à des polaritons de surface de type galerie à écho (whispering gallery) qui n'ont pas d'analogue dans le cas de l'interface plane.

- * Electronic address: ancey@univ-corse.fr
- [†] Electronic address: decanini@univ-corse.fr
- [‡] Electronic address: folacci@univ-corse.fr

[§] Electronic address: gabrieli@univ-corse.fr

¹ H. M. Nussenzveig. *Diffraction Effects in Semiclassical Scattering.* Cambridge University Press, Cambridge, 1992.

- $^2\,$ G. N. Watson. Proc. Roy. Soc. London A, 100:83, 1918.
- ³ R. G. Newton. Scattering Theory of Waves and Particles. Springer-Verlag, New-York, second edition, 1982.
 ⁴ S. Ancey, Y. Décanini, A. Folacci, and P. Gabrielli. Phys.
- Rev. B, 70:245406, 2004.
 S. Ancey, Y. Décanini, A. Folacci, and P. Gabrielli. arXiv:cond-mat/0501034 v1 4 Jan 2005.
- ⁶ R. Englman and R. Ruppin. J. Phys. C, 1:1515, 1968.
- ⁷ C. A. Pfeiffer, E. N. Economou, and K. L. Ngai. *Phys. Rev.* $B,\ 10{:}3038,\ 1974.$
- ⁸ R. Ruppin. Solid State Comm., 116:411, 2000.
- ⁹ V. Kuzmiak and A. A. Maradudin. *Phys. Rev. B*, 66:045116, 2002.

Adaptation de la MSM à la simulation rigoureuse des effets Kerr dans un Cristal Photonique 2D

J-J. Bonnefois, G. Guida, A. Priou

GEA, IUT de Ville d'Avray 92410 France e-mail : jean-jacques.bonnefois@u-paris10.fr

La forte exaltation du champ électromagnétique à l'intérieur d'un cristal photonique non linéaire permet d'espérer des applications liées au déplacement de la bande interdite en fonction de l'intensité incidente ou à des phénomènes d'hysteresis[1]. Des études sont en cours tant sur le phénomène en lui-même que sur les méthodes numériques les plus appropriées. Ces dernières années, la Multiple Scattering Method (MSM [2]) s'est révelée très efficace dans l'étude de cristaux photoniques de dimension finies constitués d'arrangements périodiques de cylindres homogènes. La méthode repose sur le développement en série de Fourier des champs et est cantonnée à l'étude de cylindres homogènes. Or l'effet Kerr fait varier linéairement l'indice local du matériau en fonction du module du champ ce qui mène à des cylindres de permitivité inhomogène. Une première approximation pour l'étude de ces cristaux photoniques non-linéaires consiste à moyenner l'effet Kerr dans chaque cylindre, gommant ainsi les inhomogenéités [3]. Mais cette aproximation se révèle peu précise lorsque le diamètre des cylindres n'est pas très petit devant la longueur d'onde.

Pour pallier à ces défauts, nous présentons une nouvelle méthode hybride, la HMSM créée à partir de la MSM [2] et de la EFIE [4], qui permet la simulation d'effets Kerr dans un cristal 2D constitué de cylindres. L'objectif de cette nouvelle méthode est de prendre en compte les inhomogenéités de permitivité dues à l'effet Kerr tout en conservant les avantages propres à la MSM: sa capacité à traiter les cas de cristaux de dimensions finies, de cavités ou de désordre aléatoire.

Notre méthode n'est plus limitée à des cylindres de diamètres négligeables devant la longueur d'onde et n'est plus concernée par l'approximation homogène. Elle permet d'ailleurs de quantifier la précision de cette approximation.

Cette nouvelle méthode a été validée via la comparaison avec une autre méthode indépendante, la FFF [5]. Cette dernière a elle aussi été adaptée à la simuation d'effets Kerr inhomogènes.

Nous montrerons des exemples des possibilités offertes telles que la cartographie de champ et la simulation de cycles d'hysteresis ainsi que des comparaisons entre les résultats obtenus par méthodes homogènes et inhomogènes.

References

- [1] "Nonlinear Photonic Crystals", R.E. Slusher and B.J. Eggleton (eds), 2003, Springer-Verlag.
- [2] D. Felbacq, G. Tayeb and D. Maystre, J. opt. Soc. Am. A/ Vol. 11/ (1994)
- [3] "Optical bistability in finite-size nonlinear bidimensional photonic crystals doped by a microcavity", E.Centeno, D.Felbacq, Phys. Rev. B, vol 62 n°12, sept 2000.
- [4] "Computational Methods for electromagnetics" A.F. Peterson, S.L. Ray, R. Mittra, IEEE Press
- [5] "Light propagation in periodic Media, Differential theory and design" M.Neviere, E.Popov, Marcel Dekker Inc.

Réflecteurs membranaires à base de cristaux photoniques pour la réalisation de filtres accordables en longueur d'onde

S. Boutami, B. Benbakir, H. T. Hattori,

J.-L. Leclercq, P. Rojo-Romeo, X. Letartre, M. Garrigues, C.Seassal, and P. Viktorovitch Laboratoire d'Electronique, Optoélectronique et Microsystèmes (LEOM), UMR CNRS 5512 Ecole Centrale de Lyon, 36 avenue G. de Collongue F-69134 Ecully Cedex, France

salim.boutami@ec-lyon.fr

Les cristaux photoniques (CP) membranaires ont de nombreuses applications en optique intégrée. Cependant, en raison de leur épaisseur finie, les modes guidés à l'intérieur de la membrane peuvent subir des pertes dues au couplage à des modes rayonnés. Bien que ces pertes représentent un inconvénient pour les circuits photoniques basés sur le guidage de la lumière, le couplage des modes guidés aux modes rayonnés peut être mis à profit pour le contrôle des photons dans l'espace. Il est ainsi possible de développer de nouveaux dispositifs, à base de cristaux photoniques membranaires, exploitant la troisième direction de l'espace.

Dans ces structures, les cristaux photoniques membranaires sont des briques de base élémentaires utilisées comme **réflecteurs** : lorsqu'on éclaire un cristal photonique membranaire par une onde en espace libre , le couplage entre les modes guidés et les modes rayonnés conduit à une réflectivité totale, sous certaines conditions. Ceci pourrait s'avérer intéressant pour la conception et la fabrication de composants structurés verticalement tels que des lasers ou des filtres, plus compacts. La condition est d'optimiser le couplage de la lumière aux modes rayonnés, en exploitant un mode de cristal photonique à faible vitesse de groupe, en particulier au voisinage d'un extremum de la courbe de dispersion (comme le point Γ). Dans ce cas, les photons seront suffisamment ralentis pour se coupler à nouveau aux modes rayonnés, avant même qu'ils ne puissent s'échapper latéralement du cristal photonique membranaire. On peut ainsi obtenir une réflectivité proche de 100% avec un cristal photonique de largeur inférieure à 30μ m.

De tels réflecteurs 1D (réseaux de fentes) ont été fabriqués au laboratoire. La procédure technologique associe la définition des CP d'une part (litho e-beam et transfert RIE) avec la procédure standardisée des MOEMS InP/air (structuration verticale par RIE et micro-usinage sélectif de surface). La figure 1 présente la caractérisation d'un réflecteur réalisé (membrane InP suspendue au-dessus d'un



Fig.1 : image d'un réflecteur 1D, et caractéristique de réflexion (comparée à la simulation RCWA)

Partant de ce principe, il est alors possible de concevoir et fabriquer des réflecteurs large bande faisant intervenir plusieurs modes guidés. En effet, en modifiant les paramètres du cristal photonique (épaisseur de la membrane, période du réseau, épaisseur des fentes), il est possible de modifier la structure de bandes afin de faire apparaître deux modes guidés orthogonaux adjacents en énergie, qui vont tous deux se coupler à l'onde incidente. Il en résulte un recouvrement des réflexions résonantes, et donc, *in fine*, une réflexion large bande.

Un modèle, basé sur la théorie des modes couplés, a été développé afin de rendre compte de cette réflexion large bande à partir de deux modes résonants orthogonaux.
Fondés sur ce principe, des réflecteurs large bande 1D et 2D (réseau carré) ont été fabriqués. La structure de bande calculée montre deux modes, situés de part et d'autre de $1.5 \,\mu$ m. Les résultats expérimentaux ont confirmé une largeur spectrale de réflexion importante. Pour le réseau 2D, les paramètres ont été volontairement choisis de sorte que le recouvrement ne soit pas optimal, pour mettre en évidence la présence des deux modes (cf figure 2). La figure 2 confirme également la validité du modèle développé, en comparant les résultats obtenus avec le modèle à ceux obtenus par RCWA (Rigourous Coupled Wave Analysis).



Fig.2 : spectre de réflexion calculé pour un réflecteur large bande 1D (FDTD), spectre de caractérisation (1D en traits pleins, 2D en pointillés), et comparaison avec le modèle développé à partir de la théorie des modes couplés (réseau 1D).

En associant ce principe avec les technologies MOEMS InP/Air, nous pouvons développer des composants innovants dans le domaine de la microphotonique 2,5D. Par exemple, le couplage de deux réflecteurs dont l'un au moins est basé sur ce principe permet de concevoir des **filtres accordables en longueur d'onde**. Le premier design proposé est composé d'un réflecteur CP1D supérieur et d'un miroir de Bragg (3 alternances InP/air) inférieur, séparés par une cavité résonnante d'air (cf figure 3). L'accordabilité est obtenue en modifiant l'épaisseur du gap d'air, par actuation électrostatique. Le cristal photonique et le miroir de Bragg se comportent tous deux comme des **réflecteurs large bande**, le cristal photonique permettant en outre un meilleur **confinement latéral** des photons, et donc une plus grande durés de vie des photons dans la cavité. Les simulations prévoient donc une grande **sélectivité** et une grande **accordabilité** ($Q=\lambda/\Delta\lambda\approx$ 8000 sur une gamme de 100nm).

Le deuxième design envisagé est constitué « simplement »de deux réflecteurs à cristaux photoniques séparés par une cavité d'air. Le but est de réduire la taille verticale du filtre, et de s'affranchir des pertes latérales du miroir de Bragg en le remplaçant par un cristal photonique (cf figure 3). Ces deux filtres sont en cours de fabrication à partir d'hétérostructures InP (couches structurelles)/InGaAs (couches sacrificielles) réalisées par épitaxie.



Fig.3 : Exemples de filtres accordables en longueur d'onde utilisant des cristaux photoniques, qui jouent le rôle de réflecteurs large bande tout en assurant le confinement latéral des photons.

Analyse des propriétés d'ultra-réfraction de cristaux photoniques planaires à fort contraste d'indice

E. Cassan, D. Bernier, A. Lupu

Institut d'Electronique Fondamentale, UMR CNRS 8622, Université Paris Sud, 91405 Orsay, France

Résumé: L'analyse des propriétés de dispersion géante de cristaux photoniques planaires réalisés à partir de substrats silicium sur isolant (SOI) est présentée dans cette communication. Des effets de dispersion normale et anormale de forte amplitude (jusqu'à 1,3ⁿm) ont été mesurés par notre équipe sur ce type de structures. Une analyse des courbes iso-fréquence par la méthode des ondes planes 3D permet d'interpréter les valeurs de la dispersion angulaire mesurées et d'identifier les bandes de fréquence à l'origine de cet effet de « superprisme ».

1. Description de la structure

L'origine du phénomène d'ultra-réfraction dans les cristaux photoniques tient au fait que dans les régions où les bandes de fréquences d'un cristal photonique sont plates, une faible variation de la longueur d'onde peut entraîner une variation importante des courbes de dispersion de la structure, et donc une forte déviation de la vitesse de groupe V_G de la lumière [1].

Nous avons étudié une structure de cristal photonique planaire dans le but de mettre en évidence ce type de propriétés. La structure a été conçue à l'IEF, fabriquée au CEA-LETI par un procédé de lithographie deep-UV à 193 nm et une étape de gravure RIE (AC Nanosciences LAMBDACONNECT), puis testées à l'IEF. Cette structure est constituée d'un ensemble de trous cylindriques de diamètre ≈170nm, gravés dans l'épaisseur d'un guide plan SOI de hauteur 240nm, et formant un réseau triangulaire de pas a=460nm. Le cristal photonique est compris dans un demi-disque de rayon 40µm (figure 1). Différents guides d'entrée ont été prévus présentant une incidence allant de -60° à $+60^\circ$ par pas de 15° , de manière à ce que le front d'onde de la lumière incidente ait une faible divergence et donc une composante parallèle du vecteur d'onde bien définie. La lumière est collectée en sortie par un ensemble de guides d'ondes de largeur 3µm, séparés angulairement par pas de $3,5^\circ$.



Figure 1. a). Vue générale : entrée à -30° ou -45° Figure 1. b). Région du cristal photonique

2. Résultats expérimentaux

La lumière issue d'une source, puis polarisée linéairement (TM), a été couplée dans un guide d'onde d'entrée au moyen d'une fibre lentillée à maintien de polarisation. La lumière collectée en sortie à l'aide d'un objectif a été soit visualisée à l'aide d'une caméra IR, soit détectée à l'aide d'une photodiode IR. L'image de la face de sortie donne alors la répartition de la lumière entre les différents guides d'ondes de sortie.

La figure 2 présente la succession des sorties observée pour des longueurs d'ondes croissantes de 1280 à 1350nm et pour deux angles d'incidence en entrée (-30° et -45°). On note un décalage des sorties dans chaque cas lorsque la longueur d'onde de la lumière couplée à l'entrée varie. Dans le cas d'un angle d'entrée de -30°, une déviation d'environ -20° à -35° de l'angle de sortie est observée dans la plage de longueur d'ondes explorée, tandis que cette déviation est comprise entre -63° à -45° pour l'angle d'incidence de -45°. Pour l'angle d'entrée de -45°, un deuxième groupe de sorties de plus faible amplitude, non représenté en figure 2, a également été observé au voisinage de la direction +10/20°.

Des mesures quantitatives ont permis d'évaluer la déviation angulaire par unité de longueur d'onde du maximum d'intensité en sortie. Suivant la direction de la lumière incidente, des phénomènes de dispersion soit positive (0,4 %nm), soit négative (-1,3 %nm) ont été clairement observés. Ce changement de signe en fonction de l'incidence est un phénomène spécifique aux cristaux photoniques et a été démontré expérimentalement pour la première fois [2].



Figure 2. a). Image IR des sorties (angle d'entrée de -30 °)



Figure 2. b). Image IR des sorties (angle d'entrée de -45°)

3. Analyse des résultats

Les propriétés de dispersion du cristal photonique ont été étudiées par la méthode des ondes planes 3D couplées à une méthode de supercellule dans la direction verticale au plan du substrat. Le diagramme des bandes de la structure montre que des bandes présentes en dessous du cône de lumière peuvent être excitées dans la gamme expérimentale de longueurs d'ondes (bandes 5 et 6). Ce résultat peut être attribué au fort contraste d'indice de réfraction du SOI. Nous avons calculé les courbes iso-fréquences de la structure, obtenues à partir du diagramme des bandes complet en se plaçant à des valeurs définies de fréquence normalisées. La conservation du vecteur d'onde tangentiel à l'interface guide plan / cristal photonique permet alors de déterminer le nombre d'ondes de Bloch excitées dans le milieu nanostructuré, ainsi que la direction et la norme de la vitesse de groupe de chacune de ces ondes. La figure 3 présente une comparaison, pour les deux angles d'indicence -30° et 45°, des déviations angulaires prédites par la modélisation en ondes planes et des résultats expérimentaux (rectangles hachurés). L'approche théorique développée permet d'interpréter le signe de la dispersion mesurée expérimentalement (positive pour -30° et négative pour -45°), ainsi que sa valeur. Un accord correct est également observé sur les plages extrêmes de longueurs d'ondes.

Ces travaux sur la dispersion des cristaux photoniques planaires sur SOI se poursuivent actuellement dans notre équipe.



<u>Figure 3.</u> : Dispersion angulaire de la structure pour les angles d'incidence $\theta_{E}\approx-30^{\circ}$ et $\theta_{E}\approx-45^{\circ}$: confrontation entre résultats expérimentaux et modélisations par la méthode des ondes planes 3D

4. Remerciements

Les auteurs remercient Jean-Marc Fédéli, L.El Melhaoui, et P.Lyan du CEA-LETI.

3. Références

- H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami, "Superprism phenomena in photonic crystals", Phys. Rev. B, 58, 10096–10099, (1998).
- [2] A. Lupu, E. Cassan, S. Laval, L. El melhaoui, P. Iyan, J.M. Fédéli, « Experimental evidence for superprism phenomena in SOI photonic crystals », Optics Express 12 (23), p5690, 2004

Propriétés des modes optiques dans les microcavités fabry pérot à cristaux photoniques integrées sur guide d'onde en silicium sur isolant

Benoît Cluzel*, Emmanuel Picard, Thomas Charvolin, Emmanuel Hadji

Laboratoire Silicium Nanoélectronique Photonique et Structure, CEA Grenoble - 17, rue des Martyrs - 38054 Grenoble Cedex

Davy Gérard, Frédérique de Fornel

Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne – UMR 5027, 9 Avenue Alain Savary, BP47870, 21078 Dijon Cedex

Christophe Sauvan, Philippe Lalanne

Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique - UMR 8501 - Centre scientifique d'Orsay Bât 503 91403 ORSAY

Dans le cadre du développement d'une photonique silicium pour les interconnexions optiques en microélectronique, nous étudions des composants passifs à cristaux photoniques en silicium sur isolant. Nous nous intéressons plus particulièrement à des cavités intégrées sur guide d'onde (figure 1), celles-ci pouvant constituer dans un proche avenir les briques de base pour les applications recherchées : source, modulateur, détecteur.



Figure 1 Observation MEB d'une microcavité à cristal photonique intégrée sur guide d'onde SOI.



des technologies silicium issues de la microélectronique : lithographie optique, électronique et gravure sèche. Les composants sont ensuite caractérisés par spectroscopie en transmission, cette technique permettant d'identifier les propriétés spectrales des cristaux photoniques: bande interdite photonique, résonance de cavité. De plus afin de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu dans nos échantillons, nous réalisons des cartographies de distribution de champ dans nos composants à l'aide d'un microscope en champ proche optique couplé au montage de spectroscopie en transmission.

Les structures étudiées sont réalisées à l'aide



Near-field analysis



cluzel@drfmc.ceng.cea.fr

Nous nous intéressons dans un premier temps à l'influence de la symétrie du mode de cavité sur le diagramme de rayonnement de la structure. Les résultats expérimentaux obtenus sont ensuite interprétés à la lumière d'un modèle de type Fabry Pérot et l'origine des pertes dans les structures est identifiée.



Figure 3 Spectres de transmission et d'extraction hors du plan obtenus sur des cavités supportant un mode pair (1LDC) ou impair (2LDC) vis-à-vis du centre de la cavité. Les distributions de champ obtenues en champ proche optique à la résonance de cavité sont reportées pour les deux structures.

Ensuite, pour réduire les pertes de la structure à la résonance de cavité, nous réalisons une adaptation d'impédance entre le mode de cavité et le mode de Bloch évanescent du cristal photonique (figure 4). Les mesures expérimentales montrent que les pertes sont réduites de manière significative. Enfin, les résultats obtenus sont confrontés aux propriétés des cavités obtenues analytiquement en utilisant un modèle Fabry Pérot à 3D et un bon accord qualitatif est obtenu.



Figure 4 Principe de l'adaptation d'impédance entre le mode de cavité et le mode de Bloch du cristal photonique. Vue au microscope électronique de la structure réalisée et spectres de transmission et de pertes correspondants.

METAMATERIAUX POUR LA REFRACTION NEGATIVE ET L'AMPLIFICATION DES ONDES EVANESCENTES EN GAMME MILLIMETRIQUE

T. Decoopman¹, X. Mélique², O. Vanbésien² et D. Lippens²

¹: Institut Fresnel, D.U. St Jérôme, 13397 Marseille cedex 20 ² : Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie Université des Sciences et Technologies de Lille1,59652 Villeneuve d'Ascq

Nous présentons la conception d'un milieu bidimensionnel visant à exploiter les propriétés des milieux main-gauche (i. e. des milieux à permittivité et perméabilité négatives), et notamment la réfraction négative et l'amplification des ondes évanescente. L'objectif visé est la réalisation de systèmes de focalisation capables de repousser les limites classiques en résolution.

I. Ligne de transmisison main-gauche en technologie finline

Le diagramme de dispersion non dispersif d'une ligne de transmission idéale peut être modifié par l'ajout périodique d'éléments réactifs, localisés ou semi-localisés. En chargeant la ligne de transmission par une capacité en série et une inductance en parallèle, il est possible de créer un réseau présentant une bande passante main-gauche. Cet effet correspond au renversement du vecteur d'onde, qui se traduit dans le diagramme de dispersion par une pente négative correspondant à une vitesse de phase négative (figure 1). Dans ce cas le sens de propagation du front de l'onde est opposé à celui de l'énergie.

Nous avons proposé une ligne de transmission en technologie finline chargée par des simples anneaux ouverts et démontré qu'il était possible d'obtenir pour cette structure une rétropropagation de l'onde électromagnétique, traduisant le caractère main-gauche de cette ligne composite [1]. La figure 2 présente une comparaison simulation - mesure de la variation du déphasage obtenue pour deux lignes de longueurs différentes sur ce type de structure. Celle-ci est positive lorsque la propagation est main-gauche, entre 11,5 et 12,5 GHz et négative lorsque la propagation est main-droite. Cependant, les pertes associées sur ces dispositifs peuvent être importantes en raison du processus résonant mis en jeu. Dans la perspective de mettre en évidence l'amplification des ondes évanescentes, il est pour cela préférable de s'orienter vers les lignes de transmission chargées comme celle que nous présentons ensuite, exploitant une topologie duale de la ligne de transmission classique pour en modifier la relation de dispersion.

II. Réfraction négative dans un réseau bidimensionnel

Les effets physiques attendus dans les milieux à permittivité et perméabilité simultanément négatives sont particulièrement originaux. A leur interface avec un milieu classique, il est possible d'observer une réfraction négative des ondes. Ces milieux sont également capables d'amplifier les ondes évanescentes. Or, dans un dispositif classique de focalisation, la perte de ces composantes est à l'origine de la limite en résolution. Pour un milieu main-gauche, pourvu que l'échelle de structuration soit suffisamment petite, cette limite peut donc être repoussée.





Figure 1 Diagramme de bande de la ligne chargée (plein) Figure 2 Mise en évidence numérique et expérimentale et de la ligne seule (pointillés)

de la propagation main-gauche en finline.



Figure 3 Schéma du milieu 2D main-gauche (3 x 3 cellules unitaires)

Figure 4 Détail de la spire et des capacités en recouvrement

Nous étudions un réseau bidimensionnel de lignes en bande millimétrique (140 GHz -220 GHz). Ce réseau est constitué d'une grille formée de lignes de propagation disposées perpendiculairement. Le milieu d'indice positif est réalisé par une ligne microruban. Le milieu main-gauche est obtenu à partir de la structure précédente, chargée périodiquement par une capacité en série et une inductance en parallèle [2]. La capacité est réalisée en recouvrement et l'inductance par l'intermédiaire d'un motif en spirale. Sur la figure 1, le diagramme de dispersion obtenu sous ADS pour la ligne de transmission microruban de 50 Ω (trait pointillés) est comparé au diagramme de bande de la même ligne, chargée par les éléments réactifs (L=18,5pH, C=7,5 fF) (trait plein). Le pas du réseau a=100µm est choisi suffisamment petit pour être en condition d'homogénéisation et obtenir des valeurs de permittivité et de perméabilité effectives négatives. Il existe un point de fréquence proche de 125 GHz pour lequel la constante de propagation β et l'indice effectif sont de module identique dans les deux supports de propagation mais de signe opposé. Les éléments ont été dimensionnés de manière à ce que les impédances caractéristiques soient égales dans les deux milieux, et par conséquent il est possible à ce point de fréquence d'observer une transmission unitaire à l'interface des milieux, quelque soit l'angle d'incidence de l'onde. L'ensemble de ces conditions doivent nous permettre d'obtenir une refocalisation des ondes émises par une source ponctuelle grâce à la réfraction négative. Si cet effet de focalisation en champ proche a été démontré à 1,5 GHz [3], sa mise en évidence en gamme millimétrique reste un challenge technologique sur le plan de la réalisation et de la caractérisation, que ce soit pour la réalisation des éléments de la ligne ou la mesure en champ proche des champs électromagnétiques. En effet, l'échelle de structuration est un paramètre essentiel et va déterminer la résolution du dispositif de refocalisation. L'amplification des ondes évanescentes attendue dans le milieu main-gauche ne sera permise que pour les vecteurs d'onde transverses k_t tels que $k_t < 2\pi/a$ Dans cette optique, l'intégration du motif en spirale sur le nœud de jonction des lignes permet de réduire notablement le pas du réseau. Dans l'exemple présenté figure 3 et résolu numériquement par une méthode d'éléments finis, les lignes microrubans de 25 µm de large sont placées sur un substrat de 10 µm, dont les propriétés électromagnétiques sont celles du Benzo Cyclo Butene (BCB), un polymère présentant de bonnes caractéristiques électromagnétiques aux fréquences considérées ($\varepsilon_r = 2,65$ et tan $\delta =$ 2.10^{-4}) qui permet notamment la réalisation de lignes microruban à film mince (TFMS) [4]. Le pas du réseau a pu être abaissé à 50 µm, pour une longueur d'onde guidée sur la ligne microruban de 1 mm à 200 GHz. La figure 6 présente le détail de la structure et notamment la spire rectangulaire dont la largeur du ruban est de 1 µm. La connexion au plan de masse est permise par une technique de via-hole. Par une technique de génération d'impulsions ultracourtes développée à l'IEMN [5], la caractérisation temporelle du dispositifs jusqu'au Terahertz est possible et vient compléter l'analyse vectorielle.

- [1] T. Decoopman, O. Vanbésien and D. Lippens, *Demonstration of a Backward Wave in a Single Split Ring Resonator* and Wire Loaded Finline, IEEE Microwave and Wireless Components Letters, vol. 14, n°11, november 2004.
- [2] G. V. Eleftheriades, A. K. Iyer, P. C. Kremer, *Planar Negative Refractive Index Media Using Periodically LC Loaded Transmission lines*, IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques, vol. 50 n°12, december 2002.
- [3] A. Grbic and G. V. Eleftheriades, *Overcoming the diffraction limit with a planar left-handed transmission line lens*, Physical Review Letters, vol. 92, n°11, 2004.
- [4] G. Prigent, E. Rius, F. Le Pennec, S. Le Maguer, C. Quendo, G. Six, H. Happy, *Design of Narrow-Band DBR Planar Filters in Si-BCB Technology for Millimeter-Wave Applications*, IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques, vol. 52, n°3, march 2004.
- [5] L. Desplanque, J. F. Lampin, F. Mollot, Generation and detection of terahertz pulses using post-process bonding of low-temperature-grown GaAs and AlGaAs, Applied Physics Letters, vol. 84, n°12, pp 2049-2051, march 2004.

Filtre add-drop directif à mode de Bloch lent en cavité

E. Drouard, H. T. Hattori, C. Grillet, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch

LEOM, UMR CNRS 5512, Ecole Centrale de Lyon, 36 Avenue Guy de Collongue, 69134 Ecully cedex

prenom.nom@ec-lyon.fr

Les filtres add drop sont des composants clés pour le routage en longueur d'onde dans des circuits optiques : ils permettent l'insertion / extraction résolue à la fois spectralement et spatialement dans des guides d'ondes. Nous décrivons un nouveau concept de filtre, directif, à cristal photonique, utilisant un mode de Bloch lent en cavité.

1. Description phénoménologique du transfert sélectif et directif entre deux guides



FIG. 1 - Principes du transfert sélectif et directif

La Fig 1(a) représente le schéma de principe du filtre et sa caractéristique de dispersion. Les guides d'ondes d'insertion / extraction sont utilisés en régime de mode de Bloch "rapides". Le médiateur est une section de guide d'onde à Mode de Bloch lent. Celui-ci résulte du couplage fort entre deux ondes contra-propagatives provoquant l'ouverture d'une bande interdite dans la caractéristique de dispersion, et donc l'apparition d'extremums au voisinage desquels la vitesse de groupe de la lumière est faible.

Le filtre est conçu de telle sorte que les guides d'insertion / extraction soient faiblement couplés au médiateur. Ce couplage assure la sélectivité spectrale du filtre : elle est d'autant meilleure qu'il est faible, soit encore que la largeur de l'anticroisement, résultant de l'interception entre les courbes de dispersion des modes des guides et du médiateur, est petite.

Par ailleurs, la longueur du médiateur à mode de Bloch lent est plus petite que la longueur d'excursion du mode, c'est à dire le parcours des photons lors de leur séjour dans la cavité [1]. Dans ces conditions, des interférences Fabry-Perot peuvent exister dans le médiateur. Plus précisément, grâce à la proximité de l'extremum, deux modes, dégénérés, et de symétrie opposée par rapport au milieu du résonateur, peuvent exister dans la cavité : cette configuration est connue pour assurer le transfert directif [2]. Ainsi, le transfert directif est assuré par le couplage faible entre des guides à modes "rapides" et un résonateur à modes de Bloch lent en cavité.





La Fig 2(a) présente le composant calculé : il s'agit d'un cristal photonique 2D à maille triangulaire de trous d'airs dans une membrane de silicium, dans lesquels les guides et le médiateur sont obtenus par omission d'une rangée. De plus, l'adaptation des facteurs de remplissage d'air de 40% à 30 et 60% à proximité des guides permet le positionnement adéquat du couplage. La Fig 2(b) présente les propriétés spectrales obtenues par FDTD 2D : une directivité de 90% est obtenue avec coefficient de qualité de 1300, la cartographie du champ Hz à la résonance étant représentée Fig 2(c). Des filtres en filière SOI utilisant ce principe sont en cours de caractérisation.

Références

- X. Letartre, J. Mouette, J. L. Leclercq, P. Rojo Romeo, C. Seassal, and P. Viktorovitch, "Switching devices with spatial and spectral resolution combining photonic crystal and MOEMS structures," J. Lightwave Technol. 21, 1691-1699 (2003).
- [2] S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, and H. A. Haus, "Channel drop filters in photonic crystals," Opt. Express 3, 4-11 (1998).

Effet de focalisation par un cristal photonique en régime de réfraction négative

Nathalie Fabre, Sophie Fasquel, Xavier Mélique, Didier Lippens et Olivier Vanbésien IEMN, UMR CNRS 8520, Université de Lille 1, Avenue Poincaré, BP 60069, 59652 Villeneuve d'Ascq Cedex

Loïc Lalouat et Frédérique de Fornel

LPUB, UMR CNRS 5207, Université de Bourgogne, Avenue A. Savary, BP 47870, 21078 Dijon Cedex

Dans ce travail, différents axes de recherche inter-dépendants, entièrement voués à la démonstration expérimentale directe d'un effet de réfraction négative aux longueurs d'onde optique dans une structure diélectrique seront présentés. Le but poursuivi est de mettre en évidence l'effet de focalisation d'une lentille plane sur un prototype caractérisable par une sonde optique en champ proche (SNOM : scanning near-field optical microscope).

En tirant parti de l'expérience acquise sur les cristaux photoniques, il s'agira d'inscrire un réseau bidimensionnel de trous d'air (diamètre de l'ordre de quelques centaines de nanomètres) dans une hétérostucture guidante semiconductrice présentant potentiellement un indice de réfraction équivalent négatif à une longueur d'onde voisine de $1.5 \,\mu\text{m}$. La première étape consiste donc à calculer la structure de bande du cristal, tracer les courbes iso-fréquence dans la première zone de Brillouin et d'isoler les points de fonctionnement présentant le maximum d'isotropie associés à un renversement de la concavité de la branche de dispersion, signature d'un régime pour lequel l'indice de réfraction est négatif.[1] L'excitation d'un point situé sous le cône de lumière s'avère aussi déterminant. On pourra dans le cas des réseaux de type triangulaire, les trouver principalement en seconde bande autour de Γ . En première bande, mais pour un réseau tilté autour du point K, on peut aussi mettre en évidence de la réfraction négative. Le régime de fonctionnement plus complexe et ne fait plus intervenir d'indice de réfraction négatif pour se focaliser sur les directions des vitesses de groupe et de phase.[2]

Pour la mise en évidence de la focalisation par une lame d'un tel matériau il faut créer une source d'énergie quasi-« ponctuelle » au voisinage de la surface de la lentille. La solution retenue ici consiste en un guide ruban gravé créé dans le même matériau que celui du cristal photonique. Le guide est terminé par un trou diffractant à optimiser permettant de créer le front d'onde circulaire propice à l'observation de l'effet de focalisation. Ce dernier est illustré sur la Figure 1. Sachant qu'il n'y a pas ici stricte égalité entre les indices respectifs du milieu incident et du cristal photonique, on peut observer des effets de réflexion à chacune des interfaces. Néanmoins, par une vision de type « chemins optiques » avant établissement du régime permanent, un rapport d'indice n_2/n_1 (lentille /air) de l'ordre de 1.1 peut être déduit. Des étapes Figure 1 : Carte de champ illustrant la focalisation par un d'optimisation supplémentaires pour minimiser les cristal photonique en régime de réfraction négative (calcul 2D réflexions sont en cours. Le choix d'une taille «optimale»



Fullwave de Rsoft)

pour la source d'excitation sera déterminant pour mettre en évidence les potentialités d'imagerie sous la limite de diffraction de ce type de lentille.

Le poster illustrera les options choisies sur la base de ces simulations pour construire un prototype permettant d'intégrer à la fois le guide ruban et le cristal photonique en un minimum d'étapes technologiques, par l'utilisation d'une résine négative (HSQ), pour opérer à un transfert de masque (en nitrure). Ensuite, une gravure profonde (rapport d'aspect ~10) de type RIE permet de définir le guide et le réseau.

En dernier lieu, les pré-requis nécessaires à la caractérisation, autant en injection qu'en collection d'information seront discutés dans l'optique d'une caractérisation SNOM [3]. Le couplage du champ guidé (couplage par évanescence, influence de la polarisation) aussi bien au dessus de la lentille, qu'en aval de celle-ci avec la sonde reste un problème complexe qu'il faudra aborder pour interpréter avec précision les mesures.

^[1] Left-handed electromagnetism via nanostructures materials : comparison to microstructured photonic crystals, M. Perrin, S. Fasquel, T. Decoopman, X. Mélique, O. Vanbésien, E. Lheurette and D. Lippens - Journal of Optics A : Pure and Applied Optics, 7 S3-S11, 2005

^[2] All-angle negative refraction without negative effect index, C. Luo, S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos and J.B. Pendry - Physical Review B, 65 201104(R), 2002

^[3] Experimental demonstration of Bloch mode parity change in photonic crystal waveguide, B. Cluzel, D. Gérard, E. Picard, T. Charvolin, V. Calvo, E. Hadji and F. de Fornel – Applied Physics Letters 85, 14, 2682-4, 2004

Analyse d'un réseau de rouleaux suisses par la méthode des éléments finis

André Nicolet^a, Frédéric Zolla^b

^a Université PaulCézanne
 ^b Université de Provence,
 Institut Fresnel, UMR CNRS 6133,
 Faculté de Saint Jérôme case 162,
 13397 Marseille Cedex 20, France

Nous nous intéressons ici à la détermination des courbes de dispersion d'un réseau carré de rouleaux suisses proposé par Pendry [1].

Le système est donc un réseau bidimensionnel à maille carrée contenant des inclusions conductrices enroulées en spirale et supposées idéalement infiniment fines et infiniment conductrices (Fig. 1), le tout étant invariant par translation selon la troisième dimension.

Le problème est de déterminer les ondes de Bloch de la forme :

 $e^{i(k_xx+k_yy+eta z-\omega t)}\mathbf{U}(x,y)$, \forall $(x,y)\in\mathbb{R}^2$

où $\mathbf{U}(x, y)$ est une fonction Y-périodique (Y est une cellule du réseau)), β est la constante de propagation suivant la direction Oz, ω est la pulsation et l'on pose $\mathbf{k} = k_x \mathbf{e}^x + k_y \mathbf{e}^y \in \mathbf{Y}^* \subset \mathbb{R}^2$. Y* est la première zone de Brillouin du réseau. La formulation de la méthode des éléments finis est un modèle d'onde complète où le champ électrique est l'inconnue. On utilise des éléments d'arête pour la composante transverse et des éléments nodaux pour la composante longitudinale. Des conditions aux limites de Bloch (quasi-périodiques) sont imposées sur les bords de la cellule du réseau [2].





1

46

La figure 2 montre un exemple de courbes de dispersion en incidence oblique. Le fait le plus marquant est constitué des courbes presques planes qui traversent le diagramme. De manière à comprendre leur origine, on compare ces courbes avec celles de cylindres conducteurs, c'est-à-dire des structures identiques aux rouleaux mais dont on a clos l'ouverture extérieure avec un opercule infiniment conducteur. On voit sur la figure 2 une analogie entre les courbes de dispersion ainsi obtenues et certaines parties des courbes des rouleaux suisses. Essayons donc d'expliquer les modes supplémentaires, notamment les courbes planes dans la première bande interdite du réseau de cylindre, à l'aide de modes localisés (modes de défaut). Pour confirmer cette hypothèse, calculons les modes de propagation internes d'un rouleau dans les interstices de la feuille enroulée. La courbure devant jouer un rôle mineur tant l'épaisseur h de cette zone est faible par rapport à sa longueur équivalente L, nous pouvons dérouler la structure et considérer un guide rectangulaire équivalent (Fig. 1) avec des condtion de Dirichlet pour la partie métallique et de Neumann pour les parties ouvertes (pas de courant). Les fréquences propres d'une telle structure sont données par :

$$k_0^2 = (\beta^2 + m^2 \frac{\pi^2}{L^2} + n^2 \frac{\pi^2}{h^2})/\varepsilon_r \qquad m, n \in \mathbb{N}$$

Comme h est beaucoup plus petit que L, les plus basses fréquences correspondent à n = 0 et sont indicées par m. La figure 2 montre que l'on obtient ainsi une bonne estimation des courbes planes. D'une manière générale, nous montrons que nous pouvons prévoir les premières (jusqu'à une trentaine au moins!) courbes de dispersion et la nature des modes propagatifs.



FIG. 2 – Comparaison des diagrammes de dispersion (pour $\beta = 1m$) : les + correspondent au réseau de rouleaux suisses, les * au réseau des cylindres fermés, et les cercles aux modes du guide rectangulaire pour $m = 0, 1, 2, \ldots$ qui, évidemment, ne dépendent pas du vecteur de Bloch.

Références

- M.C.K. Wiltshire, J.V. Hajnal, J.B. Pendry, and D.J. Edwards, Near Field Imaging with Magnetic Wires, Optics Express 11 709-715 (2003).
- [2] F. Zolla, G. Renversez, A. Nicolet, B. Khulmey, S. Guenneau, and D. Felbacq, Foundations of Photonic Crystal Fibres, Imperial College Press, London, 2005.

Cristal photonique 1D fabriqué par voie sol-gel. Application à la réalisation de fibres creuses

Christine Restoin¹, François Tanguy², Alexandre Boulle², Bernard Soulestin², Sébastien Février¹, Benoît Beaudou¹

¹ Institut de Recherche en Communications Optique et Microonde (IRCOM), UMR 6615, Université de Limoges, 123 avenue A. Thomas, 87060 Limoges cedex

² Sciences des Procédés Céramiques et de Traitements de Surface (SPCTS), UMR 6638, Ecole Nationale Supérieure de Céramique Industrielle, 47-73 avenue A. Thomas, 87065 Limoges cedex

Le développement de fibres à cœur creux, dont le principe de propagation est basé sur un cristal photonique, permet d'envisager le transport de rayonnements de forte puissance notamment dans l'UV¹. Ainsi, les problèmes liés aux effets non linéaires et à la détérioration de la silice qui apparaissent dans les fibres classiques sont évités. Le guidage peut être assuré

par une alternance de couches concentriques ayant un fort contraste d'indice de réfraction entourant le cœur d'air et une épaisseur de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres pour les longueurs d'onde UV. La géométrie d'une telle fibre a été obtenue grâce à la méthode développée par Marcou et al² où seul le mode HE₁₁ est guidé. Connaissant la distribution d'indice de réfraction et la répartition du champ, les épaisseurs des couches de haut et bas indice sont calculées (Fig 1). Deux types de multicouches ZrO₂/SiO₂ et TiO₂/SiO₂ sont étudiés, ZrO₂ et TiO₂ présentant un indice de réfraction élevé.



SiO₂ et rayon du cœur calculés à λ =330 nm

Une des techniques particulièrement

adaptée pour obtenir ce type de microstructure 1D avec de telles dimensions est le procédé sol-gel puisqu'il permet de réaliser des couches de matériaux oxydes, très homogènes et de grande pureté ³. Les travaux ont été tout d'abord menés en géométrie planaire de manière à caractériser la réflectivité en fonction du nombre de couches notamment, et de leur épaisseur. Des premiers essais de fabrication de ces multicouches à l'intérieur d'un capillaire ont également été menés.

La synthèse par voie sol-gel est une méthode chimique en voie liquide consistant à polymériser puis calciner un précurseur organométallique des phases souhaitées. Plusieurs sols de ZrO_2 , SiO_2 et TiO_2 de concentration différente comprise entre 0,25 et 1 mol.1⁻¹ ont été synthétisés. Les couches des différents oxydes choisis ont été réalisées par dip coating, un recuit rapide à 600°C est effectué entre deux dépôts consécutifs. Une analyse par diffraction des rayons X montre que les couches de ZrO_2 et TiO_2 sont cristallisées.Le spectre de réflexion des multicouches, acquis sur un spectrophotomètre Lambda 40 Perkin Elmer, a été étudié entre 190 nm et 1100 nm pour un écart à l'incidence normal de 8°. L'évolution de la réflectivité a été mesurée en fonction du nombre de couches et de la concentration des sols de départ. Un maximum de réflexion de 85 % pour ZrO_2/SiO_2 et de 95 % pour TiO_2/SiO_2 a été atteint pour un réseau composé de 13 couches. De plus, ce maximum est décalé vers les courtes longueurs d'onde lorsque la concentration diminue comme le montre la figure 2 pour

 TiO_2/SiO_2 . En effet, l'épaisseur des couches est d'autant plus faible que la concentration des solutions l'est également. Ainsi, pour les plus faibles concentrations étudiées (TiO_2) $0.25 \text{ mol.l}^{-1}/\text{SiO}_2$ $0,5 \text{ mol.}1^{-1}$), on se rapproche des conditions



fonction de la concentration des sols

recherchées pour la fabrication d'une fibre à cœur creux dans l'UV. Des résultats similaires sont obtenus avec un réseau ZrO_2/SiO_2 : la plus basse longueur d'onde pour laquelle le maximum de réflexion a été obtenu est 250 nm. Une réflexion totale pourra être atteinte pour les deux types de réseau en augmentant le nombre de couches déposées ; néanmoins, ce dernier devra être plus élevé dans le cas ZrO_2/SiO_2 que pour TiO_2/SiO_2 car la différence d'indice entre la zircone et la silice est plus faible qu'entre l'oxyde de titane et la silice. ZrO_2 a cependant l'avantage d'avoir un domaine de transparence dans l'UV plus étendu que TiO_2 .

Des clichés réalisés au microscope électronique à transmission (MET) après polissage d'une section transverse des réseaux confirment une très bonne régularité des couches (Fig 3). Ces résultats sont également corroborés par la simulation des spectres de réflectivité. Ces simulations s'appuient sur une description matricielle de la réflexion aux différentes interfaces et prennent en compte la variation d'indice avec la longueur d'onde, les gradients de densité dans l'épaisseur du multicouche ainsi que les gradients de rugosité interfaciale.

Les premiers essais de fabrication de multicouches en géométrie circulaire, c'est-à-dire sur la paroi interne d'un capillaire de 125 µm de rayon ont été menés. La figure 4 présente un cliché réalisé au MEB d'une section transverse du réseau ZrO_2/SiO_2 composé de 7 couches. Les couches sont relativement irrégulières car la vitesse de formation des couches n'était pas constante ; néanmoins, les épaisseurs des 6 couches de ZrO_2 et SiO₂ les plus proches du cœur d'air sont respectivement comprises entre 30 et 40 nm et 70 et 80 nm, dimensions requises pour obtenir un guidage par bande interdite photonique à $\lambda = 330$ nm.



Fig 3 : cliché MET d'un réseau de 9 couches ZrO_2/SiO_2



Fig 4 : cliché MEB d'un réseau de 7 couches ZrO_2/SiO_2 déposées sur la paroi interne d'un capillaire (R=125 µm)

¹ Cregan *et al* "Single-mode photonic bandgap guidance of light in air ", Science, 285, 1537-1539,1999
 ² Marcou J et al "Design of weakly guiding Bragg fibres for chromatic dispersion shifting toward short wavelengths", Journal of Optics A, 13, 5144-5153, 2001

³ Rabaste et al "Sol-gel fabrication of thick multilayers applied to Bragg reflectors and microcavities", Thin Solid Films, 416, 242-247, 2002

Biophotonique

Exaltation de la fluorescence de molécules uniques dans des nanostructures métalliques

Jérôme Wenger¹, Jérémie Capoulade¹, José Dintinger², Nicolas Bonod¹, Evgeni Popov¹, Thomas W. Ebbesen², Pierre-François Lenne¹ et Hervé Rigneault¹

> ¹ Institut Fresnel, Université d'Aix-Marseille III, 13397 Marseille Cedex 20, France ² ISIS, Université Louis Pasteur, 8 allée G. Monge, 67000 Strasbourg, France herve.rigneault@fresnel.fr; ; lenne@fresnel.fr

Résumé : Nous avons utilisé la technique de corrélation de fluorescence FCS pour étudier la diffusion de molécules fluorescentes dans des trous nanométriques percés dans un dépôt d'aluminium. Une réduction du volume d'observation (jusqu'à 400x) a été observée par rapport au volume confocal défini pour les molécules en solution. Dans le même temps, le taux d'émission de fluorescence par molécule est augmenté par la présence de la nanostructure avec des facteurs d'exaltation allant jusqu'à 6,5.

Depuis une vingtaine d'années, la technique de spectroscopie par corrélation de fluorescence (FCS) permet d'étudier la diffusion de molécules individuelles. Cette technique s'appuie sur deux éléments : d'une part un microscope confocal pour obtenir une résolution spatiale inférieure au micromètre et mesurer de faibles volumes d'observation $(1\mu m^3 = 1 fL)$, et d'autre part l'analyse temporelle des fluctuations de la lumière de fluorescence émise. Ces fluctuations temporelles sont directement reliées à la diffusion des fluorophores au travers du volume confocal. Aux temps courts, la fonction d'autocorrélation de l'intensité lumineuse détectée permet d'avoir accès aux paramètres photophysiques des émetteurs ainsi qu'au nombre moyen de molécules détectées. Aux temps longs, cette fonction renseigne sur le temps de séjour moyen (temps de diffusion) des molécules et sur leur mode de diffusion au travers du volume confocal.

Nous avons utilisé la technique FCS pour étudier la diffusion de molécules fluorescentes dans des trous nanométriques isolés. Ces nanotrous possèdent des diamètres compris entre 100 et 400 nm et sont percés dans un film d'aluminium épais de 250 nm. Nous avons observé une réduction du volume d'observation allant jusqu'à un facteur de 400x par rapport au volume confocal défini pour des molécules en solution. Dans le même temps, le taux détecté de fluorescence par molécule est augmenté par la présence de la nanostructure avec des facteurs d'exaltation allant jusqu'à 6,5 (hors saturation du cycle de fluorescence du fluorophore). Cette exaltation du taux de comptage s'accompagne d'une réduction importante (supérieure à 20x) du temps de vie de la molécule. Ces phénomènes démontrent que les niveaux d'énergie moléculaires sont affectés par la présence de la nanostructure. Bien que des transferts non-radiatifs interviennent vraisemblablement dans la réduction du temps de vie, l'exaltation du taux de fluorescence par molécule indique que l'effet global de la nanostructure joue en faveur des processus émissifs.



Fig. 1 : Image au microscope électronique d'un nanotrou et schéma du montage expérimental de microscopie confocale.

PHOTONIQUE ET MICROSYSTÈMES POUR LES SCIENCES DU VIVANTS

Rabah ZEGGARI, Ryad BENDOULA, Céline COURVOISIER, Emile CARRY, Bruno WACOGNE, Christian PIERALLI, Rémo GIUST, Patrick SANDOZ, Tijani GHARBI. Laboratoire d'Optique P.M. Duffieux Institut FEMTO-ST UMR CNRS 6174, Université de Franche Comté 25030 cedex Besançon. Tijani.gharbi@univ-fcomte.fr

Résumé: La biologie cellulaire est un secteur clé dans le domaine de la recherche scientifique que ce soit pour la pluridisciplinarité des techniques et des connaissances employées ou pour l'impact qu'elle suscite sur l'être humain. Les techniques modernes de biologie moléculaire et cellulaire ont crée des avancées spectaculaires (réaction PCR) dans le domaine de la médecine, mais les plus importantes retombées sont obtenues grâce à l'alliance des technologies du génie biologique et du génie optoélectronique et de la physique en général. L'exemple de l'essor des bio-chips est un des plus évidents, mais nombre de technologies optiques adaptées à la biologie sont plus couramment employées. En parallèle, le domaine des nanotechnologies s'est développé dans un premier temps pour des applications commerciales (micro ordinateurs, télécommunication). Les techniques spécifiques (lithographie, usinage chimique, ionique,...) sont maintenant mises au service des sciences désireuses d'étendre leur champs de compréhension à l'échelle nanoscopique. Le développement actuel des micro technologies (bio-chip et lab-on-chip), de l'optique (microscopie confocale, microscopie non linéaire, sondes locales), et de la chimie organique (traceurs) apporte une puissance supplémentaire aux techniques de génie génétique. Cette poussée en avant tend à orienter la recherche vers une meilleure compréhension des mécanismes biologiques aux niveaux cellulaires.

A travers des réalisations concrètes dans le domaine de la métrologie d'une cellule unique par l'équipe Nanométrologie et Microsystèmes pour les Sciences du vivant du Laboratoire d'Optique P.M. Duffieux de l'Institut FEMTO-ST, nous exposerons dans cette conférence les résultats obtenus dans plusieurs axes :

Lab on chip pour la fécondation in vitro,

Sonde optique pour la détection des allergènes, Bio-nez ... Plasmonique

Effets du désordre dans un démultiplexeur nanométrique plasmonique

Maxime Beaugeois¹, Abdellatif Akjouj², Bahram Djafari-Rouhani², Jérôme Vasseur², Yan Pennec², Mohamed Bouazaoui¹, Jean-Pierre Vilcot³, Sophie Maricot³, Jean-Pol Vigneron⁴, Léonard Dobrzynski²

¹Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules-UMR CNRS 8523, IRCICA, Université de Lille I, 59655 Villeneuve d'Ascq, France.

²Laboratoire de Dynamique et Structure des Matériaux Moléculaires, UMR CNRS 8024, Université de Lille I, 59655 Villeneuve d'Ascq, France.

³Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nano-technologies-UMR CNRS 8520, IRCICA, Université de Lille I, 59655 Villeneuve d'Ascq, France.

⁴Département de Physique, Facultés Universitaires Notre Dame de la Paix, 5000 Namur, Belgique.

Nous présentons un nouveau type de démultiplexeur nanométrique utilisant le plasmon de surface. Ce système est basé sur deux guides métalliques continus couplés par deux amas métalliques. Nous montrons la possibilité d'effectuer un transfert directif d'un signal de longueur d'onde appropriée d'un guide vers l'autre sans altérer les autres signaux de longueurs d'onde différentes. Nous utilisons ici un modèle simple basé sur une approche quasistatique. Nous avons également étudier l'effet d'un désordre sur les dimensions; désordre qui peut résulter de la réalisation expérimentale. Nous montrons alors que, dans le cas où l'incertitude sur les distances s'élève à 10%, le transfert est réalisé avec une efficacité de 80 - 90%. La figure ci-dessous représente la géométrie du démultiplexeur (A) et la variation des différents coefficients de réflexion et de transmission en fonction d'un vecteur d'onde réduit.



FIG. 1 - (A) Géométrie du démultiplexeur et (B) Variation des différents coefficients de réflexion et de transmission en fonction d'un vecteur d'onde réduit.

Plasmonique de nanostructures métalliques sur Silicium

⁽¹⁾A.Lesuffleur, ⁽³⁾B.Guizal, ⁽³⁾F.Baïda, ⁽¹⁾B.Bartenlian, ⁽¹⁾P.Beauvillain, ⁽²⁾A.Brun, ⁽²⁾ P.Georges, ⁽¹⁾P.Gogol, ⁽³⁾D.Van Labeke,.

⁽¹⁾IEF, Université Paris-Sud. ⁽²⁾IOTA, Université Paris-Sud. ⁽³⁾FEMTO-ST, Université de Franche Comté.

Dans le contexte de la miniaturisation des systèmes optiques, les nanostructures métalliques sont particulièrement étudiées car elles présentent des résonances plasmons localisées pour certaines longueurs d'onde. Le contrôle de leurs dimensions, de leurs formes et de leur agencement, notamment par lithographie électronique, permet de choisir ces fréquences de résonances, ouvrant ainsi le champ à de nombreuses applications comme le guidage d'énergie électromagnétique ou en biologie la détection de molécules spécifiques.

Les résonances plasmons localisées génèrent de forts champs électriques aux interfaces de ces nanostructures. De nombreuses études ont été menées en spectroscopie optique linéaire, en optique champ proche ou en Raman. Cependant, peu d'études ont été réalisées en optique non-linéaire et en particuliers en doublage de fréquence. Cette méthode présente l'intérêt d'être spécifiquement sensible aux interfaces métalliques avec une dépendance au champ à la puissance quatre. Ceci lui confère la possibilité de mieux sonder l'exaltation du champ électrique à la résonance plasmon de la particule et les couplages éventuels entre les particules.

J'ai donc réalisé à l'IEF des réseaux de nanostructures d'or sur un substrat de silicium dont les dimensions des particules sont ypiquement de 150*160nm² et d'une épaisseur de 50nm. Le pas du réseau est 360nm*160nm. J'ai ensuite caractérisé ces réseaux par spectroscopie optique linéaire (550nm-1000nm) et non linéaire (790nm-860nm). Les nanoparticules sont fortement couplées dans une direction. De plus, un des réseaux contient 10% de lacunes disposées aléatoirement, brisant ainsi la périodicité.



Image MEB d'un réseau de particules sub-longueurs d'onde

Les spectres en réflectivité spectroscopique linéaire ont été réalisés sous différents angles d'incidence (10°, 20°, 30°, 45° et 60°) en polarisation p et s. Nous pouvons donc apprécier l'évolution des pics de résonance en fonction de ces paramètres.



Spectre en réflectivité linéaire, polarisation p perpendiculaire aux chaînes de particules En fonction de l'angle d'incidence

Les résultats en doublage de fréquence mettent en évidence une forte corrélation entre l'intensité du signal doublé en fréquence et l'exaltation du champ local à la résonance. En outre, nous avons observé que l'inclusion de 10% de lacunes disposées aléatoirement dans le réseau engendre une diminution du signal doublé en fréquence de 50% dans certaines configurations de polarisation alors que les spectres en réflectivité linéaire ne permettaient pas d'envisager un tel comportement.



Mesure de réflectivité en doublage de fréquence Rapport du signal du réseau sans lacune par le réseau avec lacunes Polarisation s parallèle aux chaînes de particules

Au cours de la présentation je développerai les différentes réalisations technologiques effectuées à l'IEF ainsi que leurs caractérisations en spectroscopie linéaire et en doublage de fréquence.

Ecran métallique percé d'un trou unique, optimisation de l'excitation du plasmon

E.Popov, M.Nevière, A.L. Fehrembach, N.Bonod *

Institut Fresnel, Faculté des Sciences et Techniques de S' Jérôme (case 162), 13397 Marseille cedex 20 * Commissariat à l'Energie Atomique, Centre d'Etudes Scientifiques et Techniques d'Aquitaine, BP N°2, 33114 Le Barp

Les écrans métalliques percés de trous sub-longueur d'onde sont des structures prometteuses pour le contrôle de la lumière. En effet, dans des conditions favorables, elles permettent une transmission non négligeable sur un certain intervalle de longueurs d'ondes¹. Ce phénomène de transmission dite extraordinaire est du à l'excitation d'un mode propre de la structure, mode de cavité ² ou plasmon de surface ³. L'intensité et la directivité de la transmission peut être modifiée en jouant sur les paramètres de la structure, ce qui permet d'envisager la création d'une source de lumière intense et localisée à l'échelle nanométrique. Les applications potentielles sont multiples : détection et comptage des molécules en biologie, photolithographie ou encore microscopie en champ proche optique.

Nous nous intéressons en particulier à l'étude de la transmission à travers un trou unique, percé dans une couche métallique éventuellement structurée sur l'une ou l'autre des ses interfaces. Cette structure présente l'avantage d'être relativement facile à réaliser, tout en possédant des propriétés photoniques intéressantes. La première étape de notre travail (démarré en 2001) a concerné le développement d'un code numérique rigoureux basé sur la méthode différentielle⁴. Pour cela, il a été nécessaire de résoudre les équations de Maxwell dans une base adaptée au problème : la base de Fourier Bessel. Un travail important a été mené concernant la factorisation des produits de fonctions dans cette base, afin d'améliorer la convergence de la méthode. Cet outil performant nous a permis de démontrer qu'un trou unique percé dans une couche métallique permettait l'excitation d'un plasmon de surface⁵. Par la suite, nous nous sommes attachés à répondre à la question suivante : comment optimiser l'excitation du plasmon dans cette configuration? Les réponses que nous avons pu apporter font l'objet de cette présentation⁶.

Dans un premier temps, nous rappelons l'expression des solutions des équations de Maxwel dans la base de Fourier Bessel dans un milieu homogène. Nous en déduisons les expressions des coefficients de Fresnel d'une interface métallique plane dans cette base ainsi que le champ du plasmon de surface. Ensuite, nous exprimons, grâce à une méthode perturbative, les conséquences d'une structuration de l'interface sur le champ diffracté. Enfin, nous déduisons des expressions obtenues le type de structuration qui permet un couplage efficace du plasmon de surface.

[1] T.W.Ebbesen, H.J.Lezec, H.F.Ghaemi, T.Thio, P.A.Wolff, Nature, 391,667-669 (1998)

^[2] F.Baida, D.Van-Labeke, G.Granet, A.Moreau, A.Belkhir, Appl.Phys.B., 79(1),1-8, (2004)

- [3] E.Popov, M.Nevière, S.Enoch, R.Reinich, Phys. Rev. B, 66, 16100-16108 (2000)
- [4] E.Popov, N.Bonod, M.Nevière, J.Opt.Soc.Am.A, 22,481-490 (2005)

[5] E.Popov, N.Bonod, M.Nevière, H.Rigneault, P.-F.Lenne, P.Chaumet, Appl.Opt.,(2005)

[6] E.Popov, M.Nevière, A.-L.Fehrembach, N.Bonod, Appl.Opt., en cours de publication (2005)

Microdisques

Réalisation d'un démultiplexeur en longueur d'onde sur SOI à base de microdisques.

D. Amans ¹, B. Martin ¹, K. Phan-Huy ¹, A. Morand ¹, P. Benech ¹, J. Verbert ², E. Hadji ² et J.M. Fédéli ³.

¹ IMEP-ENSERG, UMR 5130, INPG-UJF-CNRS, 23 avenue des martyrs, BP 257, F-38016 Grenoble, France

² Département de Recherche Fondamentale sur la Matière Condensée, CEA-Grenoble, 17 rue des Martyrs, F-38054 Grenoble Cedex 9, France

³ CEA-LETI-DTS, 17 rue des Martyrs, F-38054 Grenoble Cedex 9, France

1) Introduction

Ces dernières années, les développements de la micro-photonique sur Silicium permet la réalisation de nouveaux circuits optiques ultra-compacts. On peut désormais imaginer d'utiliser ce type de technologie pour réaliser des interconnexions optiques intra ou inter puces pour des applications de la microélectronique [1]. En effet, il s'avère que la diminution importante de la taille des transistors et des pistes de cuivre incite les chercheurs de la microélectronique à prospecter de nouvelles voies pour transmettre le signal d'horloge ou à faire communiquer plusieurs blocs de fonctions dans une puce. La micro-photonique est une des voies possibles. Ainsi, il devient utile de regarder la faisabilité de composants capables de répondre à ces exigences. Le multiplexage en longueur d'ondes est une voie possible pour enrichir les possibilités de connections et pour augmenter les débits dans ce type de mini-réseau. Dans ce cadre, nous avons étudié la faisabilité de réaliser des multiplexeurs ou des démultiplexeurs en longueurs d'ondes. Pour cela, on peut tirer profit du fort contraste d'indice entre le Silicium et la Silice pour réaliser des structures fortement résonantes. La voie choisie a donc été l'utilisation de microdisques qui permettent d'atteindre de forts coefficients de qualité avec des diamètres inférieurs à dix micromètres. En associant cette structure avec des guides droits, on peut obtenir un add and drop décrit sur la figure 1a. Si on injecte un signal à la longueur d'onde de résonance du disque, celui-ci interfère constructivement avec une onde propagative tournant dans le sens anti-horaire puis se découple de la même manière dans l'autre guide. Par le même principe, on peut aussi réaliser des filtres réjecteurs de fréquence en utilisant seulement un guide décrit sur la figure 1b. Si l'énergie couplée dans le disque correspond à celle perdue par l'onde tournant dans le disque sur une période, on peut prélever totalement la lumière injecté dans le guide [2].



Figure 1 : Schéma de principe d'un add and drop à base de microdisque.

2) Modélisation

Le fonctionnement optimal de ces structures dépend fortement de la distance entre les bords du guide et les disques. Pour cela, nous avons développés des méthodes analytiques basées sur la théorie des modes couplés [3]. On peut alors calculer l'évolution du coefficient de qualité du disque associé au guide en fonction de l'écartement entre les deux structures. Dans le cas du réjecteur de fréquence, en suivant le critère donné précédemment, l'écartement optimal est obtenu lorsque l'on obtient le coefficient de qualité du disque seul divisé par deux. On peut faire le même type de raisonnement pour l'add and drop mais dans ce cas, l'écartement optimal est obtenu pour 3/2 du coefficient de qualité seul.

3) Réalisation et caractérisation

Des composants ont été réalisés sur SOI. Une lithographie deep UV a été utilisée pour atteindre des guides avec des faibles pertes de propagation et des écartements de l'ordre d'une centaine de nanomètres. La structure add and drop réalisée est constituée de deux disques suffisamment écartés pour ne pas interagir entre eux. Leur diamètre légèrement différent permet d'obtenir des longueurs d'ondes de résonance différentes. Les diamètres des disques sont respectivement de 3 μ m et 3.2 μ m. Ceci nous permet d'avoir un intervalle spectrale libre de 70 nanomètres pour se permettre de multiplexer un certain nombre de canaux. Un laser accordable est utilisé pour caractériser la fonction de transfert de ces structures. On peut voir sur les figure suivantes un exemple de spectres obtenu. Pour un écartement de 0.22 μ m, un taux d'extinction entre l'entrée et la sortie du guide de 22 dB a été mesuré. Dans ce cas, le coefficient de qualité de la structure est alors de 918. Ces résultats permettent de démontrer l'utilisation de ce type de composant pour multiplexer plusieurs longueurs d'ondes.



Figure 2: (a) Add and Drop à base de deux disques. Sur les guides externes, on récupère les longueurs d'ondes démultiplexées. (b) en gris, puissance totale transmise sur le guide du haut et en noir la puissance totale transmise sur le guide central.

Références :

[1] Miller et al, « Optical interconnects to silicon », J. of Selected Topics of Quantum Electronics, Vol. 6, pp. 1312-1317 (2000).

[2] B.E Little et al, « Microring resonator channel dropping filters », J. of Lightwave Technology, vol. 15 (6), pp. 998-1005 (1997).

[3] Alain Morand et al, "Analytical study of the microdisk coupling with a waveguide based on the perturbation theory", J. of Ligthwave Technology, vol. 22, pp. 827-832 (2004).

Tristabilité dispersive dans les microanneaux

Y. Dumeige, L. Ghisa, P. Féron,

Laboratoire d'Optronique, CNRS - UMR 6082 « FOTON », ENSSAT Lannion Tel : 02 96 46 90 42, e-mail : <u>feron@enssat.fr</u>

Abrégé : En associant la méthode des matrices de transfert et l'approximation de l'enveloppe lentement variable (SVEA), il est possible obtenir un modèle très simple décrivant les états stationnaires associés à la multistabilité dispersive dans des microanneaux couplés. Nous appliquons ce modèle à la réduction du seuil et au contrôle tout optique de la tristabilité dispersive.

1. Introduction

Les microcavités à modes de galerie sont largement étudiées depuis une vingtaine d'année et semblent être des structures prometteuses pour l'intégration de fonctions non-linéaires à faibles seuils [1]. En particuliers, les microanneaux et microdisques couplés à des guides d'onde permettent déjà l'intégration de fonctions de traitement tout optique du signal [2]. Toujours dans la perspective de l'intégration du traitement tout optique du signal , les dispositifs non-linéaires bistables ou multistables peuvent jouer les rôles centraux de commutateurs ou de mémoires optiques. Nous présentons ici l'utilisation de microanneaux couplés à des guides d'ondes (voir Figure 1.A) pour le contrôle de la tristabilité. Le modèle utilisé est obtenu à partir du formalisme des matrices de transfert 4x4 développé par J.K.S. Poon *et al*.[3] utilisé pour la propagation dans les CROWs (Coupled Resonator Optical Waveguides). En ajoutant la description de la polarisation non-linéaire du troisième ordre associée à la propagagion de deux champs co- et contrapropagatifs, il est possible de modéliser la propagation non-linéaire de suite les résultats concernant le couplage linéaire de deux anneaux non-linéaires ainsi que le couplage non-linéaire de deux champs se propageant en sens contraire dans un unique anneau.



Figure 1. A) Représentation schématique du couplage de N microanneaux. B) Transmission d'un microanneau unique en fonction de la puissance du signal entrant.

2. Tristabilité dans un anneau unique

L'obtention de la tristabilité dans un microanneau unique est obtenu en utilisant les maxima de transmission associés à deux résonances espacées d'un intervalle spectral libre (ISL) [4]. Du fait de la petite taille des microrésonateurs leurs ISL est très grand et les puissances requises pour obtenir des effets multistables dans ce type de structure seraient très importantes. A titre d'exemple, nous présentons sur la figure 1.B, la courbe de transmission d'un microanneau en fonction de l'intensité incidente normalisée par rapport au coefficient

nonlinéaire (N_2) du matériau KERR utilisé. L'intensité I_2^+ nécessaire à l'obtention de la tristabilité est très importante (>0.2 en unité normalisée) et même supérieure aux valeurs acceptables dans le cadre de la SVEA.

3. Tristabilité dans deux anneaux couplés.

Afin de réduire le seuil de tristabilité associée à deux résonances éloignées, il est possible de coupler deux microanneaux et de faire apparaître un splitting des fréquences de résonance [5] qui aurait pour conséquence une réduction du seuil de tristabilité. Sur la figure 2.B, nous représentons la transmission d'une structure composée de deux microanneaux couplés. On observe sur cette de structure que pour un choix judicieux du coefficient de

couplage entre les deux anneaux ils est possible d'avoir un seuil de tristabilité inférieur à la puissance requise pour obtenir la bistabilité (ici <0.002 en unité normalisée).

4. Contrôle tout optique de la tristabilité.

Nous étudions maintenant le cas d'un microanneau unique dans lequel se propagent un signal et un chanp de contrôle (d'intensité I_c). La figure 2.B représente la transmission du signal en fonction de son intensité pour diverses valeurs du faisceau de contrôle. On voit que pour une valeur suffisante de I_c , le résonateur devient tristable pour le signal. Ce type de dispositif pourrait être utilisé comme mémoire optique contrôlable optiquement.



Figure 2. A) Transmission d'une structure constituée de deux microanneaux couplés en fonction de la puissance du signal entrant. B) Même chose pour un microanneau unique et cinq puissances de contrôle : a) $N_2 I_c=0$; b) $N_2 I_c=2.5 \times 10^6$; c) $N_3 I_c=5 \times 10^6$; d) $N_3 I_c=10^5$; e) $N_2 I_c=1.5 \times 10^5$.

5. Conclusion.

Nous avons développé un modèle simple de propagation non-linéaire dans des microrésonateurs couplés et montré que le couplage de microanneaux permet le contrôle de la tristabilité dispersive. Cette approche associée à la méthode FDTD pourrait permettre de concevoir des dispositifs pour la réalisation de fonctions optiques [6].

Références :

V. B. Braginsky, M. L. Gorodetsky, V. S. Ilchenko, Phys. Lett. A **137**, 393 (1989). F. Treussart, V. S. Ilchenko, J.-F. Roch, J. Hare, V. Lefèvre-Seguin, J.-M. Raimond, S. Haroche, Eur. Phys. J. D **1**, 235 (1998). T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, K. J. Vahala, Phys. Rev. Lett. **93**, 083904 (2004). A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, D. Strelakov, M. Mohageg, V. S. Ilchenko, L. Maleki, Phys. Rev. Lett. **93**, 243905 (2004); H. Rokhsari, K. J. Vahala, Opt. Lett. **30**, 427 (2005).

[2] T. A. Ibrahim, V. Van, P. T. Ho, Opt. Lett. 27, 803 (2002).

- [3] J. K. S. Poon, J. Sheuer, S. Mookherjea, G. T. Paloczi, Y. Huang, A. Yariv, Opt. Express 12, 90 (2004).
- [4] H. M. Gibbs, Optical bistability: controlling light with light (Academic, Orlando, Florida 1985).
- [5] D. D. Smith, H. Chang, K. A. Fuller, J. Opt. Soc. Am. B 20, 1967 (2003).

[6] Y. Dumeige, C. Arnaud, P. Féron, Opt. Commun. 250, 376 (2005).

Laser micro-sphérique en verre oxyde dopé Erbium

L. Ghisa¹, M. Thual¹, Y. Dumeige¹, P. Féron¹, M. Ferrari²

¹Laboratoire d'Optronique, CNRS - UMR 6082, ENSSAT, Lannion, France Tel : 02 96 46 90 42, Fax : 02 96 37 01 99, e-mail : <u>feron@enssat.fr</u>
²CNR-IFN, Istituto di Fotonica e Nanotecnologie, CSMFO group, Povo-Trento Italia

Abrégé : Nous avons étudié l'effet laser associé à la transition ${}^{4}I_{13/2}$ $\diamond {}^{4}I_{15/2}$ de l'ion Erbium (~1540 nm) dans des microsphères en verre silicate « Baccarat ». Nous montrons que l'utilisation de ces verres pour la fabrication des résonateurs supprime notablement le problème de la durée de vie limitée des lasers microsphériques.

1. Introduction

La lumière peut-être confinée dans des modes de très haut facteur de surtension et de faible volume appelés modes de galerie (Whispering Gallery Modes = WGMs). Ces modes sont observés dans différents types de micro- résonateurs [1]. De nombreuses publications indiquent un intérêt croissant pour les modes de galerie de haut facteur de qualité Q dans les résonateurs microsphériques diélectriques solides[2,3]. Ces résonateurs sont fabriqués par fusion d'un matériau massif amorphe. Les forces de tension superficielle donnent la forme sphérique au résonateur. Les microsphères en verre silicate sont utilisées pour des applications aussi diverses que la réalisation de Lasers que d'expériences d'électrodynamique quantique en cavité. Jusqu'à maintenant, dans ces applications, l'obtention de facteurs de qualité les plus élevés possibles a été recherchée $(1.10^6 < Q < 0.9 \ 10^{10})$. Pour les verres SiO_2 , il a été montré par Gorodetsky et al [4] que le facteur Q (intrinsèque) est atténué par la diffusion de molécules H₂O dans le matériau. Le schéma habituellement retenu est le suivant : après une phase rapide d'adsorption d'oxygène par la surface de SiO2, l'hémosorption de l'eau atmosphérique conduit à la formation de groupes OH chimiquement liés à la surface (durée du processus ~ 100 s). La surface hydratée résultante sert de substrat pour l'adsorption ultérieure de molécules H_2O (durée du processus ~30'). A partir de là la contamination par d'autres aérosols présents dans l'atmosphère est possible. Ainsi sans protection particulière, la durée d'utilisation des résonateurs à modes de galerie de haut facteur Q se trouve limitée à quelques mois quel que soit le dispositif de couplage (prisme, tapers) utilisé.

2. Expérience



Fig.1 : Montage expérimental

Dans nos expériences l'effet laser a été obtenu en utilisant des fibres optiques amincies (tapers) [5,6] ou effilées (demi taper \equiv sonde en champ proche) ces méthodes simples offrent un large potentiel d'intégration. Ces dispositifs présentent une haute efficacité d' excitation (par rapport à celle par prisme mais sont moins sélectifs *i.e* plusieurs familles de modes (*n* différents) sont excitées. Figure 1 l'excitation est réalisée par un taper bi-conique fixé sur des platines de translations qui permettent le positionnement par rapport à la sphère, fixe. Pour le pompage on utilise une diode à 1463 nm. Le coupleur sépare la pompe résiduelle du signal à 1540 nm.

Les sphères sont réalisées dans un verre silicate « baccarat » dopé Erbium [7] (0.5% mol en Erbium) d'indice $n_s > n_f$. La figure 2 présente le spectre de fluorescence d'une sphère juste après sa fabrication. On remarque la très faible intensité due à un très faible couplage. En laissant la sphère à l'air libre (1 an) elle se recouvre d'une couche (eau + contaminants) qui permet une adaptation d'indice. La figure 3 présente un spectre de fluorescence caractéristique de l'excitation de modes de galerie d'ordre radiaux élevés. Suivant les conditions de couplage et la puissance de pompe l'effet laser obtenu peut être mono (fig 4) ou multi (fig 5) fréquences.



Fig. 4. Effet laser à 1541 nm / 1.27nW



Fig. 5. Effet laser à 1538,8 nm et 1541,8nm

- [1] R.K. Chang, A.J. Campillo, Optical processes in microcavities, World Scientific, Singapore, 1996
- [2] M.L. Gorodetsky, V.S. Ilchenko, Opt. Comm. 113, p.133, 1994

[3] V.S. Sandoghdar, F. Treussart, J. Hare, V. Lefèvre-Seguin, J.M. Raymond, S. Haroche, Phys. Rev. A 54, p.1777, 1996

[4] M.L. Gorodetsky, A.A. Savchenkov, V.S. Ilchenko, Opt. Lett.. 21, p. 453, 1996

[5] J.C. Knight, G. Cheung, F. Jacques, T.A. Birks, Opt. Lett. 22, p. 1129, 1997

[6] F. Lissillour, D. Messager, G. Stéphan, P. Féron, Opt. Lett. 26, p. 1051, 2001

[7] C. Arnaud, M. Boustimi, M. Brenci, P. Féron, M. Ferrari, G. Nunzi-Conti, S. Pelli, G. Righini , proceedings of SPIE Vol. 5622, p. 315 (2004).

Réalisation et étude optique de microdisques semiconducteurs à boîtes quantiques intégrés sur saphir

Y-R. Nowicki-Bringuier^a, M.Terrier^a, S.Moehl^a, L. Sanchez^b, L. Di Cioccio^b, A.Lemaître^c, B.Gayral^a et J-M. Gérard^a

Je présenterai dans ce poster la réalisation et les premières études optiques menées sur un nouveau type de microdisque, le microdisque à boîtes quantiques intégré sur saphir. Cette géométrie permet de s'affranchir du pied des microdisques « classiques » (fig.1) en le reportant sur un nouveau substrat bas indice et bon conducteur thermique, à l'aide d'une couche intermédiaire de Spin On Glass (SOG) d'une épaisseur de l'ordre du micron.



Fig. 1 : image MEB d'un microdisque GaAs à boîtes quantiques InAs de géométrie standard [1]

Grâce à cette méthode il est possible d'obtenir des disques d'un diamètre submicronique, et de diminuer ainsi le volume effectif de la cavité, ce qui permet de renforcer l'interaction entre les émetteurs et le champ électromagnétique. L'utilisation d'un substrat bon conducteur thermique permet de réduire significativement l'échauffement des microdisques lors des études en puissance. Ceci est particulièrement important dans le cadre de l'étude de l'effet laser en fort régime d'effet Purcell, qui jusqu'à présent n'a pas pu être observé sur des microdisques classiques à cause de leur échauffement. Enfin, notons que cette technique de collage n'est pas sélective vis-à-vis du matériau collé, ce qui laisse envisager son application à d'autres types de matériaux tels les semiconducteurs II-VI ou encore les nitrures.

Je présenterai ici plus particulièrement les premiers microdisques GaAs à boîtes quantiques InAs réalisés de cette manière. Les premières études de photoluminescence montrent des facteurs de qualité de l'ordre de quelques milliers (fig 2), et sont principalement limités par le procédé de lithographie. Notre perspective est d'atteindre voire dépasser les facteurs de qualité obtenus actuellement sur des microdisques à boîtes quantiques dans l'état de l'art (Q~12000), et l'augmentation du nombre d'émetteurs dans la cavité nous permettra d'étudier l'effet laser en fort régime d'effet Purcell.



[1] B.Gayral et.al, Appl. Phys. Lett, 75, 1908 (1999)

Fig 2 : spectres de photoluminescence à 4K obtenus pour :

- En rouge : une partie sans disque de l'échantillon
- En noir : un microdisque de diamètre 3.7μm

66

^a Laboratoire Nanophysique et Semiconducteurs , DRFMC-SP2M, CEA Grenoble, 17 avenue des martyrs, 38054 Grenoble Cedex 09
^b Laboratoire de Transfert de Films et Circuits, CEA-Léti, 17 avenue des martyrs, 38054 Grenoble Cedex 09
^c Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, Route de Nozay, 91460 Marcoussis

Réseaux

Optimisation des performances optiques et du seuil d'endommagement des réseaux de compression du futur laser Petawatt

Nicolas Bonod, Jérôme Néauport

Commissariat à l'Energie Atomique, Centre d'Etudes Scientifiques et Techniques d'Aquitaine, BP N°2, 33114 Le Barp, France

Une ligne d'intégration laser, prototype du futur laser mégajoule, est en construction actuellement au CEA CESTA. Elle comporte 8 lignes laser délivrant des impulsions nanosecondes. Une neuvième ligne est prévue pour installer un laser petawatt qui délivre des impulsions de 3.6 J d'une durée de 500 fs, et qui présentent donc une puissance de 7.2 PW.

Pour atteindre de telles puissances, il faut amplifier l'impulsion. Mais aucun milieu amplificateur ne peut résister à de telles puissances sans être endommagé. Pour résoudre ce problème, la durée de l'impulsion est augmentée pour diminuer sa puissance tout en conservant son énergie. Cette technique est appelée amplification par dérive de fréquences. Lorsque l'impulsion a été suffisamment amplifiée, elle est compressée par le même dispositif qui l'a étirée et elle est focalisée. Ce système d'étireur et de compresseur d'impulsions est réalisé à l'aide de réseaux entièrement diélectriques qui dispersent chacune des fréquences contenues dans l'impulsion.

Mais à ce jour, un travail important reste à mener pour assurer un seuil d'endommagement laser compatible avec une installation laser petawatt fonctionnant à 500 fs. Si les premiers réseaux du compresseur peuvent être optimisés par rapport à leur efficacité réfléchie, le dernier réseau subit une puissance lumineuse telle qu'il doit être obligatoirement optimisé par rapport à son seuil d'endommagement laser. Aucun réseau fabriqué aujourd'hui ne pourra compresser les impulsions qui seront délivrées par le laser petawatt. L'enjeu est important puisque 3 programmes de fabrication de chaînes laser petawatt délivrant des impulsions femtosecondes sont en cours en France.

Nous menons donc une étude numérique pour obtenir des réseaux présentant des efficacités réfléchies supérieures à 95 % pour lesquels le renforcement du champ électrique dans les matériaux est minimum. Dans un premier temps, nous sélectionnons l'ensemble des profils qui offrent une efficacité réfléchie supérieure à 95 % dans l'ordre (-1) sur une bande spectrale de 6 nm. Les imprécisions et les limitations d'usinage spécifiées par le constructeur sont prises en compte dans le modèle numérique pour que les performances du réseau fabriqué correspondent à celles du réseau modélisé. Puis le champ électrique est calculé dans le réseau pour chacun de ces profils. Nous montrons que le maximum du carré du champ électrique dans le matériau peut être réduit d'un facteur 3 en jouant sur le profil de gravure, et que ce sont les réseaux qui ont la plus grande profondeur et le plus grand écart entre les piliers diélectriques qui présentent les plus faibles renforcement du champ électrique dans le matériau. Nous travaillons en collaboration avec des constructeurs (Jobin-Yvon, CEA LETI, laboratoires universitaires) afin de confirmer ces travaux expérimentalement.

Modélisation numérique d'un réseau métallique d'un détecteur infrarouge à multipuits quantiques.

Juliette Plouin (plouin@univ-mlv.fr), Elodie Richalot, Odile Picon

ESYCOM, Université de Marne la Vallée, 5 Bd Descartes, Champs sur Marne, 77454 Marne-la-Vallée

Mathieu Carras, Alfredo De Rossi

Thales Research and Technology, Domaine de Corbeville, 91404 Orsay

Dans un pixel d'un détecteur à multipuits quantiques (MQW), l'énergie lumineuse incidente est aborbée par une couche active de MQW qui transforme l'énergie lumineuse en courant électrique. Pour une incidence normale, le champ électrique arrivant sur le pixel est parallèle aux multicouches ; or celles ci constituent une structure anisotrope qui ne peut absorber un champ électrique que s'il est polarisé perpendiculairement à l'empilement. Aussi, un réseau métallique périodique est déposé sur la structure de façon à générer une onde de surface polarisée à 90° de l'onde incidente, qui peut être absorbée par les MQW.

Les travaux présentés ici visent à optimiser la structure du réseau métallique de façon à augmenter l'absorption d'énergie lumineuse dans la couche active. La structure est modélisée sur le logiciel HFSS d'Ansoft, dédié à la propagation d'ondes électromagnétiques, et basé sur la méthode des éléments finis. Une période de cette structure est présentée sur la figure 1. Dans un premier temps, on impose les conditions suivantes : la structure est infinie dans les directions x et z. Elle est invariante suivant z, et périodique, de période 3 µm, suivant x. Elle est de dimension finie suivant y. L'onde incidente se propage le long de y, vers les y<0, avec un champ électrique polarisé suivant x. Elle traverse la zone active, (modélisée par $\varepsilon'=10$, $\varepsilon''_{xx}=\varepsilon''_{zz}=0$ et $\varepsilon''_{yy}=0.1$), la couche de contact ($\varepsilon'=10$, $\varepsilon''=0.02$) et est diffractée par le réseau métallique ($\varepsilon'=-4800$, $\varepsilon''=-1600$). Nous travaillons autour d'une longueur d'onde de 10 µm. HFSS nous permet de calculer la puissance absorbée par chaque élément, et de connaître la répartition du champ électrique dans la structure (figure 2).

Nous avons étudié l'influence de différents paramètres : taux de remplissage du réseau (figure 3), profondeur du créneau, épaisseur du métal et de la zone active suivant y. Cette étude doit permettre d'optimiser la forme de la structure, ainsi que sa modélisation, puis de passer à une structure 3D de dimension finie dans toutes les directions.



Phononique

Transfert d'ondes acoustiques entre deux guides parallèles dans un cristal phononique à deux dimensions

Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, J. Vasseur, H. Larabi, LDSMM, UMR CNRS 8024, UFR de Physique, Université de Lille1, Villeneuve d'Ascq, F-59650, France

> A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, V. Laude Département LPMO, Institut FEMTO-ST, F-25044 Besançon cedex, France.

Nous étudions, à la fois théoriquement et expérimentalement, le transfert d'ondes acoustiques entre deux guides d'ondes créés dans un cristal phononique. Les conditions expérimentales s'appuient sur les techniques de transmission d'onde ultra-sonores en milieu liquide et les calculs numériques sont réalisés en utilisant la méthode des différences finies (FDTD).

Le cristal phononique à deux dimensions est constitué de cylindres d'acier de diamètre 2.5 mm, insérés dans de l'eau, et disposés en réseau carré de paramètre de maille 3 mm. Du fait d'un fort contraste entre les impédances acoustiques des deux milieux en présence, le cristal phononique présente une bande interdite en fréquence entre 250kHz et 325kHz [1]. Lorsqu'un guide est créé à l'intérieur de ce cristal, en enlevant une rangée de cylindres dans la direction de propagation, on observe une bande de transmission maximale à l'intérieur de la bande interdite du cristal parfait [2]. On peut alors réaliser une opération de démultiplexage entre deux guides parallèles, interagissant à travers un élément couplant qui possède deux axes de symétrie perpendiculaires [3,4]. L'élément couplant est constitué de deux cavités isolées, en interaction avec des résonateurs simples (stubs) localisés sur les côtés des guides d'ondes. Le choix de cette géométrie a été déterminé par le fait que la cavité isolée et le résonateur simple accolé au guide d'onde présentent une même fréquence de résonance à 290kHz. Ainsi nous démontrons, à partir de la géométrie de notre dispositif, qu'à cette fréquence de f=290kHz, une onde incidente peut être transférée d'un guide à l'autre (cf figure).



[1] A. Khelif, A. Choujaa, B. Djafari-Rouhani, M. Wilm, S. Ballandras, V. Laude, Phys. Rev. B 68, 0214301 (2003)

[2] A. khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, B. Djafari-Rouhani, V. Laude, Appl. Phys. Lett. 84, 4400 (2004).

[3] S.Fan, P.R. Villeneuve, J.D. Joannopoulos, and H.A. Haus, Phys. Rev. Lett. 80, 960 (1998)].

[4] S. Fasquel, X. Mélique, D. Lippens, and O. Vanbésien, opt. Comm. 233, pp305-310, (2004)
Méthodes

Couplonique : une introduction

Yann G. BOUCHER, Laurence LE FLOC'H

Laboratoire RESO (EA 3380), ÉNIB, CS 73862, 29238 BREST Cedex 3 ; boucher@enib.fr

Dans un dispositif constitué de deux guides d'onde monomodes identiques, la juxtaposition des couplages codirectionnel (par rapprochement des guides) et contradirectionnel (par modulation périodique) [Fig. 1a] donne lieu à des effets spectraux spécifiques [1]. Il y a d'ailleurs identité formelle entre guide uniforme à couplage périodique et guide périodique à couplage uniforme. Par ailleurs, toute structure périodique, discrète ou continue, présente des effets de réjection spectrale (bande interdite). Sans préjuger de la nature physique du problème, les outils usuels de la théorie des lignes de transmission (paramètres de répartition, arguments de symétrie...) s'avèrent bien adaptés aux dispositifs discrétisés [2]. Dans ce cadre, l'équivalent du coupleur périodique est constitué de deux lignes de transmission parallèles, périodiquement interconnectées par des hexapôles [Fig. 1b].







L'indéniable différence de configuration entre couplages discret et continu masque en réalité une subtile et profonde analogie qui va bien au-delà des similitudes garanties par la seule périodicité. Considérons un coupleur directif actif de longueur L entre deux lignes de transmission périodiques de mêmes constante de propagation réelle β et période Λ . La dépendance temporelle est en exp(+j ω t). On note χ et κ les constantes de couplage co- et contra-directionnelles ($\kappa \in \mathbb{C}$, $\chi \in \mathbb{R}^+$), et F_p l'amplitude du mode n° p. Les modes pairs { $F_e^+ = (1/\sqrt{2}) (F_1 + F_3), F_e^- = (1/\sqrt{2}) (F_2 + F_4)$ } et impairs { $F_o^+ = (1/\sqrt{2}) (F_1 - F_3), F_o^- = (1/\sqrt{2}) (F_2 - F_4)$ } vérifient (1).





Fig. 2 : Spectres de réflexion pair et impair

Les modes pair et impair s'avèrent totalement découplés. De plus, si le couplage $|\kappa L|$ est le même, les résonances paire et impaire sont décalées symétriquement de $\pm \chi L$ par rapport à la condition de Bragg [Fig. 2]. Pour chacun des modes pair ou impair, les symétries du problème nous permettent d'assimiler la structure à un empilement périodique unidimensionnel de quadripôles (eux-mêmes symétriques, passifs, réciproques et sans perte).

De manière générale, les réponses se déduisent d'un réseau unique de courbes universelles paramétrées par un nombre restreint de paramètres « canoniques » normalisés [3]. Nous disposons ainsi des outils stratégiques permettant l'analyse et la synthèse de ce type de structure, quelle que soit par ailleurs la gamme de fréquences. Enfin, selon l'équivalence formelle exacte initialement proposée par Matuschek *et al.* [4], et sous réserve d'une légère redéfinition des paramètres, la matrice de transfert 1D d'une maille s'exprime en termes de couplage d'ondes sur sa période Λ . Par une démarche similaire, on extrait des matrices de maille paire/impaire non seulement les couplage et désaccord de phase équivalents ($\kappa\Lambda$ et $\delta\Lambda$), mais aussi le coefficient $\chi\Lambda$ correspondant au quantum élémentaire de couplage codirectionnel.

Une correspondance fondamentale se manifeste ainsi entre couplages continu et discret, au travers du formalisme universel des ondes couplées. L'identification de cette élégante dualité nous aide à forger un nouvel outil conceptuel, la *COUPLONIQUE*, susceptible en retour de favoriser la synthèse de dispositifs inédits. Chaque paramètre de répartition du coupleur périodique (vu comme un octopôle) s'exprime sous la forme d'une simple combinaison des réponses paire/impaire d'un double filtre de Bragg unidimensionnel, dont les fonctions de transfert sont déterminées analytiquement. À notre connaissance, ce travail marque la première description exacte de structures périodiques non rigoureusement unidimensionnelles en termes de rétroaction distribuée. Cette démarche s'étend naturellement aux cristaux photoniques bidimensionnels discrétisés.

Les auteurs remercient J. Le Bihan, directeur du Laboratoire RESO de l'École Nationale d'Ingénieurs de Brest, pour son soutien et ses encouragements, ainsi que V. Quintard et J.-F. Favennec pour leurs précieux commentaires.

- [1] S. Boscolo et al., IEEE J. Quantum Electron. vol. 38 (1), pp. 47-53, Jan 2002.
- [2] L. Le Floc'h et al., Microwave Opt. Technol. Lett., vol. 37 (4) pp. 255-259, 2003.
- [3] Y.G. Boucher et al., OWTNM 2005, Grenoble, Avril 2005.
- [3] N. Matuschek et al., IEEE J. Quantum Electron., vol. 33 (3), pp. 295-302, 1997.

Calcul de l'émission d'un dipôle-source au sein de structures photoniques

G. Lecamp, J.P. Hugonin and Ph. Lalanne

Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Centre National de la Recherche Scientifique 91403 Orsay cedex, France.

En optique intégrée, le confinement de la lumière dans des microcavités de faible volume modal et le contrôle de l'émission spontanée sont des défis scientifiques importants pour un grand nombre d'applications [1] comme les sources à photon unique, les lasers à boite quantique unique... L'émission dans ces structures complexes est essentiellement caractérisée par deux paramètres : le facteur de Purcell et l'efficacité d'émission. Le facteur de Purcell, F_p , représente l'augmentation d'émission due à la structure par rapport à l'émission du même émetteur dans le matériau massif ; quant à l'efficacité β , c'est le rapport entre l'émission dans un mode donné et l'émission totale dans l'ensemble des modes. Le calcul numérique de ces deux paramètres est à la fois essentiel et délicat puisqu'il exige l'introduction d'un dipôle source au sein de la structure et surtout le calcul de l'émission sur *l'ensemble des modes*, aussi bien les *guidés* que les *radiatifs*.

Dans notre groupe, depuis plusieurs années, une méthode modale de Fourier en 3D a été développée [2] ; elle repose sur une intégration analytique des équations de Maxwell dans une direction et sur une approche "supercellule" dans les deux autres directions. Des PMLs sont utilisées dans ces deux dernières directions pour prendre en compte les pertes radiatives en champ lointain et pour satisfaire les conditions d'ondes sortantes aux frontières de la supercellule. Cela nous permet de calculer dans chaque couche homogène les modes radiatifs et guidés dans une base de Fourier, enfin une intégration suivant la direction longitudinale par les matrices S, relie l'amplitude des modes d'une couche à l'autre. Cette méthode de simulation 3D a déjà été largement utilisée et validée pour diverses structures passives : micropiliers, microcavités à cristaux photoniques (CP), ou encore guide d'onde à CP (W1). Dans la continuité de ce travail et dans le but de mieux comprendre et d'optimiser les propriétés d'émission des structures photoniques, nous proposons de discuter de l'introduction d'un dipôle source dans ce code et des possibilités que cet ajout ouvrent.



Figure 1: Un dipôle source à l'intérieur d'un guide d'onde diélectrique (n=3.5), rectangulaire dans l'air (cf. encart). La courbe en trait plein représente l'émission dans le mode fondamental obtenue par un "mode solver" (grande précision) et les astérisques sont obtenus par notre propre méthode de calcul. La ligne pointillée représente l'émission dans tous les modes là aussi calculé par notre méthode. Toutes les émissions sont normalisées à celle du même émetteur dans le matériau massif (n=3.5).

L'émission totale du dipôle source n'est pas calculée comme le flux du vecteur de Poynting à travers une surface fermée mais comme le produit scalaire de la source et de la valeur du champ sur cette même source ce qui demande bien sûr moins de calcul puisque le champ n'a besoin d'être précisément calculé qu'en un seul point au lieu d'une surface complète. Cette méthode sera discutée pendant la conférence ainsi que les premiers tests de validation qui ont été réalisés sur l'émission dans des structures simples et bien connues de la littérature comme les cavités planaires diélectriques et métalliques ou le guide d'onde rectangulaire [3] (cf. figure 1). Enfin des structures plus complexes d'un point de vue numérique et plus proches des problèmes scientifiques actuels seront abordées ; nous verrons par exemple que le calcul du facteur de Purcell et de l'efficacité d'émission dans des micropiliers métallisés [4] ou des guides à cristaux photoniques [5] aboutit à des descriptions pertinentes et instructives.



Figure 2: (a) Micropilier (fabrication LPN-Marcoussis) constitué de deux miroirs de Bragg et d'une cavité au centre de laquelle se trouve le dipôle source. (b) Emission totale du dipôle au sein du pilier. Le facteur de Purcell (ici $F_p \approx 16$) est l'augmentation d'émission à la longueur d'onde de résonance de la cavité, normalisée à l'émission dans le matériau massif.

Références:

- [1] K. J. Vahala, "Optical microcavities," *Nature*, vol. 424, pp. 839-846, 2003.
- [2] E. Silberstein, P. Lalanne, J. P. Hugonin, and Q. Cao, "Use of grating theories in integrated optics," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 18, pp. 2865-2875, 2001.
- [3] D. Y. Chu and S. T. Ho, "Spontaneous emission from excitons in cylindrical dielectric wave-guides and the spontaneous-emission factor of microcavity ring lasers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 10, pp. 381-390, 1993.
- [4] M. Bayer, T. L. Reinecke, F. Weidner, A. Larionov, A. McDonald, and A. Forchel, "Inhibition and enhancement of the spontaneous emission of quantum dots in structured microresonators," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, pp. 3168-3171, 2001.
- [5] S. Hughes, "Enhanced single-photon emission from quantum dots in photonic crystal waveguides and nanocavities," *Opt. Lett.*, vol. 29, pp. 2659-2661, 2004.

Index des auteurs

Blondy, 8 Akjouj, 54 Amans, 59 Ancey, 33 Auguste, 8 Baïda, 55 Bartenlian, 55 Beaudou, 48 Beaugeois, 54 Beauvillain, 55 Benbakir, 36 Benchabane, 72 Bendoula, 52 Benech, 59 Bernier, 38 Beugin, 10 Bigot, 10, 14 Blondy, 22 Bonnefois, 35 Bonod, 51, 57, 68 Bouazaoui, 54 Boucher, 74 Boule, 48 Boullet, 12 Boutami, 36 Bouwans, 14 Bouwmans, 10 Boyer, 16 Brilland, 18 Brun, 55 Capoulade, 51 Carry, 52 Cassan, 38 Chartier, 18

Charvolin, 40 Chinaud, 31 Choujaa, 72 Clément, 20 Cluzel, 40 Coen, 23 Couderc, 26 Courvoisier, 52 Décanini, 33 Decoopman, 42 DeFornel, 40 Delaye, 31 Desfarges-Berthelemot, 12, 25 Di Ciccio, 66 Dianov, 22 Dintinger, 51 Djafari-Rouhani, 54, 72 Dobrzynski, 54 Douay, 14 Drouard, 44 Dudley, 23 Dumeige, 62, 64 Ebbesen, 51 Fédeli, 59 Féron, 62, 64 Février, 22, 27, 29, 48 Fabre, 45 Fasequel, 45 Fehrembach, 57 Ferrari, 64 Fleureau, 10 Folacci, 33 Frey, 31

Gérôme, 29 Gérard, 40, 66 Gabet, 20 Gabrielli, 33 Garrigues, 36 Gasca, 10 Gayral, 66 Georges, 55 Gharbi, 52 Ghisa, 62, 64 Giust, 52 Gogol, 55 Grillet, 44 Grossard, 26 Guida, 35 Guizal, 55 Hadji, 40, 59 Hattori, 36, 44 Hugonin, 75 Jamier, 22 Jaouen, 20 Kermène, 12 Kermene, 25 Khelif, 72 Kibler, 23 Lalanne, 40, 75 Larabi, 72 Laude, 72 Lavoute, 25 Lecamp, 75 Leclercq, 36 LeFloc'h, 74 Lemaître, 66 Lempereur, 10 Lenne, 51 Lepers, 20 Leproux, 26 Lessufleur, 55 Letartre, 36, 44 Likhachev, 22 Lippens, 42, 45 Lopez, 14 Lupu, 38 Mélin, 10 Mélique, 42, 45 Maricot, 54 Martin, 8, 59 Maury, 8 Moehl, 66 Monteville, 18 Morand, 59 Néauport, 68 Nevière, 16, 57 Nguyen, 18 Nicolet, 46 Nowicki-Bringuier, 66 Pagnoux, 12 Pennec, 54, 72 Phan-Huy, 59 Picard, 40 Picon, 70 Pieralli, 52 Plouin, 70 Popov, 16, 51, 57 Priou, 35 Provino, 10, 14 Pureur, 10 Quiquempois, 10, 14 Renversez, 16 Restoin, 8, 48 Richalot, 70 Rigneault, 51 Rojo-Roméo, 36, 44 Roosen, 31 Rouvie, 31 Roy, 8, 12, 25 Sanchez, 66 Sandoz, 52 Sauvan, 40 Seassal, 36

Semjonov, 22 Smektala, 18 Soulestin, 48 Tanguy, 48 Terrier, 66 Thual, 64 Tombelaine, 26 Traynor, 18 Troles, 18 Van Labeke, 55 Vanbésien, 42, 45 Vasseur, 54, 72 Verbert, 59 Viale, 22, 27, 29 Vigneron, 54 Viktorovitch, 36, 44 Vilcot, 54 Wacogne, 52 Wenger, 51 Yiou, 31 Zeggari, 52 Zolla, 46

Liste complète des contributions par ordre alphabétique

- D. Amans, B. Martin, K. Phan-Huy, A. Morand, P. Benech, J. Verbert, E. Hadji, and J.-M. Fédeli. Réalisation d'un démultiplexeur en longueur d'ondes sur SOI à base de microdisques. page 59, Thème : Microdisques.
- [2] S. Ancey, Y. Décanini, A. Folacci, and P. Gabrielli. Polaritons de surface sur des cylindres métalliques, semiconducteurs ou constitués d'un matériau "gaucher". page 33, Thème : Cristaux photoniques et métamatériaux.
- [3] J.-L. Auguste, P. Roy, J.-M. Blondy, P.O. Martin, J. Maury, and C. Restoin. Fibres optiques microstructurées air-silice :paramètres géométriques et contraintes de fabrication. page 8, Thème : Fibres optiques microstructurées.
- [4] M. Beaugeois, A. Akjouj, B. Djafari-Rouhani, J. Vasseur, Y. Pennec, M. Bouazaoui, J-P Vilcot, S. Maricot, J-P. Vigneron, and L. Dobrzynski. Effets du désordre dans un démultiplexeur nanométrique plasmonique. page 54, Thème : Plasmonique.
- [5] V. Beugin, V. Pureur, L. Bigot, L. Provino, Y. Quiquempois, G. Bouwmans nnd G. Mélin, A. Fleureau, S. Lempereur, and L. Gasca. Inscription de réseaux de bragg dans une fibre microstructurée air-silice dopée phosphore. page 10, Thème : Fibres optiques microstructurées.
- [6] J.-J. Bonnefois, G. Guida, and A. Priou. Adaptation de la MSM à la simulation rigoureuse des effets kerr dans un cristal photonique 2d. page 35, Thème : Cristaux photoniques et métamatériaux.
- [7] N. Bonod and J. Néauport. Optimisation des performances optiques et du seuil d'endommagement des réseaux de compression du futur laser petawatt. page 68, Thème : Réseaux.
- [8] Y. Boucher and G. LeFloc'h. Couplonique : une introduction. page 74, Thème : Méthodes.
- [9] J. Boullet, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, D. Pagnoux, and P. Roy. Combinaison cohérente dans un laser fibre à deux coeurs dopés yb. page 12, Thème : Fibres optiques microstructurées.
- [10] S. Boutami, B. Benbakir, H.T. Hattori, J-L. Leclercq, P. Rojo-Roméo, X. Letartre, M. Garrigues, C. Seassal, and P. Viktorovitch. Réflecteurs mem-

branaires à base de cristaux photoniques pour la réalisation de filtres accordables en longueur d'onde. page 36, Thème : Cristaux photoniques et métamatériaux.

- [11] G. Bouwans, L. Bigot, Y. Quiquempois, F. Lopez, L. Provino, and M. Douay. Fibres à bandes interdites à cœur solide. page 14, Thème : Fibres optiques microstructurées.
- [12] P. Boyer, G. Renversez, E. Popov, and M. Nevière. Etude modale de fibres optiques microstructurées de section arbitraire par la méthode différentielle de factorisation rapide de fourier. page 16, Thème : Fibres optiques microstructurées.
- [13] L. Brilland, F. Smektala, J. Troles, N. Traynor, A. Monteville, T. Chartier, and T.N. Nguyen. Fabrication de fibres optiques microstructurées dans des verres de chalcogénures. page 18, Thème : Fibres optiques microstructurées.
- [14] E. Cassan, D. Bernier, and A. Lupu. Analyse des propriétés d'ultra-réfraction de cristaux photonique planaires à fort contraste d'indice. page 38, Thème : Cristaux photoniques et métamatériaux.
- [15] B. Cluzel, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, D. Gérard, F. DeFornel, C. Sauvan, and P. Lalanne. Propriétés des modes optiques dans les microcavités Fabry-Perot à cristaux photoniques intégrées sur guide d'onde en silicium sur isolant. page 40, Thème : Cristaux photoniques et métamatériaux.
- [16] T. Decoopman, X. Mélique, O. Vanbésien, and D. Lippens. Métamatériaux pour la réfraction négative et l'amplification des ondes evanescentes en gamme millimétrique. page 42, Thème : Cristaux photoniques et métamatériaux.
- [17] E. Drouard, H.T. Hattori, C. Grillet, X. Letartre, P. Rojo-Roméo, and P. Viktorovitch. Filtre add-drop directif à mode de bloch lent en cavité. page 44, Thème : Cristaux photoniques et métamatériaux.
- [18] Y. Dumeige, L. Ghisa, and P. Féron. Tristabilité dispersive dans les microanneaux. page 62, Thème : Microdisques.
- [19] N. Fabre, S. Fasquel, X. Mélique, D. Lippens, and O. Vanbésien. Effet de focalisation par un cristal photonique en régime de réfraction négative. page 45, Thème : Cristaux photoniques et métamatériaux.
- [20] R. Gabet, K. Clément, C. Lepers, and Y. Jaouen. Caractérisation de fibres microstructurées par réflectométrie à faible cohérence. page 20, Thème : Fibres optiques microstructurées.
- [21] L. Ghisa, M. Thual, Y. Dumeige, P. Féron, and M. Ferrari. Laser microsphérique en verre oxyde dopé erbium. page 64, Thème : Microdisques.
- [22] R. Jamier, S. Février, P. Viale, M. Likhachev, S. Semjonov, E. Dianov, and J-M. Blondy. Conception, fabrication et caractérisation d'une fibre de bragg à faibles pertes et à grande aire effective. page 22, Thème : Fibres optiques microstructurées.

- [23] B. Kibler, J. M. Dudley, and S. Coen. Génération de supercontinuum et propagation non-linéaire d'impulsions dans les fibres à cristaux photoniques : influence de la dépendance fréquentielle de l'aire effective du mode guidé. page 23, Thème : Fibres optiques microstructurées.
- [24] L. Lavoute, P. Roy, A. Desfarges Berthelemot, and V. Kermene. Conception de fibre à gaine microstructurée par des plots de germanium pour application aux sources de forte puissance. page 25, Thème : Fibres optiques microstructurées.
- [25] G. Lecamp, J.-P. Hugonin, and P. Lalanne. Calcul de l'émission d'un dipôle source au sein de structures photoniques. page 75, Thème : Méthodes.
- [26] A. Lessufleur, B. Guizal, F. Baïda, B. Bartenlian, P. Beauvillain, A. Brun, P. Georges, P.Gogol, and D. Van Labeke. Plasmonique de nanostructures métalliques sur sillicium. page 55, Thème : Plasmonique.
- [27] A. Nicollet and F. Zolla. Analyse d'un réseau de rouleaux suisses par la méthode des éléments finis. page 46, Thème : Cristaux photoniques et métamatériaux.
- [28] Y.-R. Nowicki-Bringuier, M. Terrier, S. Moehl, L. Sanchez, L. Di Ciccio, A. Lemaître, B. Gayral, and J.-M. Gérard. Réalisation et étude optique de microdisques semiconducteurs à boîtes quantiques intégrés sur saphir. page 66, Thème : Microdisques.
- [29] Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, J. Vasseur, H. Larabi, A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, and V. Laude. Transfert d'ondes acoustiques entre deux guides parallèles dans un cristal phononique à deux dimensions. page 72, Thème : Phononique.
- [30] J. Plouin, E. Richalot, and O. Picon. Modélisation numérique d'un réseau métallique d'un détecteur infrarouge à multipuits quantiques. page 70, Thème : Réseaux.
- [31] E. Popov, M. Nevière, A.L. Fehrembach, and N. Bonod. Ecran métallique percé d'un trou unique, optimisation de l'excitation du plasmon. page 57, Thème : Plasmonique.
- [32] C. Restoin, F. Tanguy, A. Boule, B. Soulestin, S. Février, and B.Beaudou. Cristal photonique 1d fabriqué par voie sol-gel. application à la réalisation de fibres creuses. page 48, Thème : Cristaux photoniques et métamatériaux.
- [33] V. Tombelaine, P. Leproux, V. Couderc, and L. Grossard. Génération de second harmonique dans les fibres optiques microstructurées pour l'obtention de supercontinuum très large bande. page 26, Thème : Fibres optiques microstructurées.
- [34] P. Viale and S. Février. Fibre creuse à cristal photonique à très faibles pertes. page 27, Thème : Fibres optiques microstructurées.
- [35] P. Viale, S. Février, and F. Gérôme. Pertes de confinement dans les fibres à cristal photonique : utilisation d'une couche absorbante circulaire. page 29, Thème : Fibres optiques microstructurées.

- [36] J. Wenger, J. Capoulade, J. Dintinger, N. Bonod, E. Popov, T.W. Ebbesen, P.-F. Lenne, and H. Rigneault. Exaltation de la fluorescence de molécules uniques dans des nanostructures métalliques. page 51, Thème : Biophotonique.
- [37] S. Yiou, P. Delaye, A. Rouvie, J. Chinaud, R. Frey, and G. Roosen. Fibre cristal photonique à coeur de faible indice pour l'optique nonlinéaire. page 31, Thème : Fibres optiques microstructurées.
- [38] R. Zeggari, R. Bendoula, C. Courvoisier, E. Carry, B. Wacogne, C. Pieralli, R. Giust, P. Sandoz, and T. Gharbi. Photonique et microsystèmes pour les sciences du vivants. page 52, Thème : Biophotonique.