Etude de micro-disques de carbure de silicium sur substrat de silicium, vers une application d'optique non-linéaire intégrée du proche au moyen infrarouge

David Allioux

▶ **To cite this version:**

David Allioux. Etude de micro-disques de carbure de silicium sur substrat de silicium, vers une application d'optique non-linéaire intégrée du proche au moyen infrarouge. Electronique. Université de Lyon, 2018. Français. NNT : 2018LYSEI049 . tel-01888323v3

HAL Id: tel-01888323

https://theses.hal.science/tel-01888323v3

Submitted on 1 Feb 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N°d'ordre NNT : 2018LYSEI049

THÈSE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
opérée au sein de
INSA Lyon

École Doctorale 160
Électronique, Électrotechnique et Automatique

Doctorat en Électronique, Micro et Nano-Électronique, Optique et Laser
Préparée à l'Institut des Nanotechnologies de Lyon

Soutenue publiquement le 21/06/2018,
par
David ALLIOUX

Étude de micro-disques de carbure de silicium sur substrat de silicium, vers une application d'optique non-linéaire intégrée du proche au moyen infrarouge.

Devant le Jury Composé de :

Callard	Ségolène,	Professeur	ECL	Présidente
Marris-Morini	Delphine,	Professeur	Univ. Paris-Sud	Rapporteure
Gauthier-Lafaye	Olivier,	Dir. de Recherche	CNRS	Rapporteur
Broquin	Jean-Emmanuel,	Professeur	INP Grenoble	Examinateur
Grillet	Christian,	Chargé de Recherche	CNRS	Examinateur
Orobtchouk	Régis,	Maître de Conférences	INSA de Lyon	Directeur de thèse

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Département FEDORA – INSA Lyon - Ecoles Doctorales – Quinquennal 2016-2020

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	**CHIMIE DE LYON** **http://www.edchimie-lyon.fr** Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage **secretariat@edchimie-lyon.fr** INSA : R. GOURDON	M. Stéphane DANIELE Institut de recherches sur la catalyse et l'environnement de Lyon IRCELYON-UMR 5256 Équipe CDFA 2 Avenue Albert EINSTEIN 69 626 Villeurbanne CEDEX **directeur@edchimie-lyon.fr**
E.E.A.	**ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE** **http://edeea.ec-lyon.fr** Sec. : M.C. HAVGOUDOUKIAN **ecole-doctorale.eea@ec-lyon.fr**	M. Gérard SCORLETTI École Centrale de Lyon 36 Avenue Guy DE COLLONGUE 69 134 Écully Tél : 04.72.18.60.97 Fax 04.78.43.37.17 **gerard.scorletti@ec-lyon.fr**
E2M2	**ÉVOLUTION, ÉCOSYSTÈME, MICROBIOLOGIE, MODÉLISATION** **http://e2m2.universite-lyon.fr** Sec. : Sylvie ROBERJOT Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 INSA : H. CHARLES **secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr**	M. Philippe NORMAND UMR 5557 Lab. d'Ecologie Microbienne Université Claude Bernard Lyon 1 Bâtiment Mendel 43, boulevard du 11 Novembre 1918 69 622 Villeurbanne CEDEX **philippe.normand@univ-lyon1.fr**
EDISS	**INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTÉ** **http://www.ediss-lyon.fr** Sec. : Sylvie ROBERJOT Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 INSA : M. LAGARDE **secretariat.ediss@univ-lyon1.fr**	Mme Emmanuelle CANET-SOULAS INSERM U1060, CarMeN lab, Univ. Lyon 1 Bâtiment IMBL 11 Avenue Jean CAPELLE INSA de Lyon 69 621 Villeurbanne Tél : 04.72.68.49.09 Fax : 04.72.68.49.16 **emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr**
INFOMATHS	**INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES** **http://edinfomaths.universite-lyon.fr** Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage Tél : 04.72.43.80.46 Fax : 04.72.43.16.87 **infomaths@univ-lyon1.fr**	M. Luca ZAMBONI Bât. Braconnier 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69 622 Villeurbanne CEDEX Tél : 04.26.23.45.52 **zamboni@maths.univ-lyon1.fr**
Matériaux	**MATÉRIAUX DE LYON** **http://ed34.universite-lyon.fr** Sec. : Marion COMBE Tél : 04.72.43.71.70 Fax : 04.72.43.87.12 Bât. Direction **ed.materiaux@insa-lyon.fr**	M. Jean-Yves BUFFIÈRE INSA de Lyon MATEIS - Bât. Saint-Exupéry 7 Avenue Jean CAPELLE 69 621 Villeurbanne CEDEX Tél : 04.72.43.71.70 Fax : 04.72.43.85.28 **jean-yves.buffiere@insa-lyon.fr**
MEGA	**MÉCANIQUE, ÉNERGÉTIQUE, GÉNIE CIVIL, ACOUSTIQUE** **http://edmega.universite-lyon.fr** Sec. : Marion COMBE Tél : 04.72.43.71.70 Fax : 04.72.43.87.12 Bât. Direction **mega@insa-lyon.fr**	M. Jocelyn BONJOUR INSA de Lyon Laboratoire CETHIL Bâtiment Sadi-Carnot 9, rue de la Physique 69 621 Villeurbanne CEDEX **jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr**
ScSo	**ScSo*** **http://ed483.univ-lyon2.fr** Sec. : Viviane POLSINELLI Brigitte DUBOIS INSA : J.Y. TOUSSAINT Tél : 04.78.69.72.76 **viviane.polsinelli@univ-lyon2.fr**	M. Christian MONTES Université Lyon 2 86 Rue Pasteur 69 365 Lyon CEDEX 07 **christian.montes@univ-lyon2.fr**

*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Table des matières

Introduction . . . 8

1 Micro-résonateurs pour l'optique intégrée 13
1.1 Approche des résonateurs par la théorie de Mie . . . 15
1.1.1 Modes de galerie ou whispering gallery modes . . . 16
1.1.2 Théorie de Mie . . . 19
1.1.3 Modes de galerie TE . . . 20
1.1.4 Modes de galerie TM . . . 22
1.1.5 Pertes par diffraction et analogie quantique . . . 23
1.1.6 Le cas de la transformation conforme . . . 25
1.2 Théorie des modes couplés . . . 26
1.3 Propriétés des micro-résonateurs . . . 32
1.3.1 Intervalle spectrale libre : FSR . . . 33
1.3.2 Largeur spectrale à mi-hauteur : FWHM . . . 34
1.3.3 Facteur de qualité . . . 35
1.3.4 Résonances doubles . . . 41
1.4 Micro-résonateurs et optique non-linéaire . . . 48
1.4.1 Une introduction à l'optique non-linéaire . . . 48
1.4.2 Phénomènes d'optique non-linéaire . . . 56
1.5 Conclusion . . . 71

2 Micro-disques de Carbure de Silicium 73
2.1 Introduction . . . 73
2.2 Le carbure de Silicium pour la photonique non linéaire moyen infrarouge . . . 78
2.2.1 Un matériau pour la photonique infrarouge . . . 78
2.2.2 Propriétés non linéaires . . . 79
2.2.3 Un matériau pour des environnements extrêmes : coefficient thermo-optique et dilatation thermique . . . 80
2.2.4 Micro-résonateurs et composants non linéaires en SiC . . . 81
2.3 Conception des micro-disques de SiC sur substrat de silicium . . . 85
2.3.1 Micro-disques de SiC sur substrat de silicium . . . 85
2.3.2 Suppression des modes d'ordre supérieur . . . 88
2.4 Fabrication . . . 102
2.5 Conclusion . . . 106

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

3 Caractérisation expérimentale des micro-disques **107**
3.1 Banc de mesure par couplage évanescent . . . 108
3.1.1 Fibre effilée en silice : fabrication et profil . . . 108
3.1.2 Banc de mesure . . . 110
3.2 Études préliminaires sur des structures tests de 3 µm de sous-gravure . . . 115
3.3 Identification des modes de galerie pour de nouveaux échantillons à plus forte sous-gravures de silicium . . . 122
3.3.1 Modes de galerie dans des disques de faible diamètres de 10 µm . . . 124
3.3.2 Modes de galerie dans des disques de plus grand diamètres de 20 µm . 128
3.4 Suppression des modes d'ordre supérieur par contrôle de la gravure du Silicium 134
3.5 Étude thermo-optique des micro-résonateurs : influence de la température et de l'intensité du signal . . . 136
3.5.1 Étude thermique avec module Peltier . . . 137
3.5.2 Étude préliminaire des non-linéarités thermiques en régime continu . . 149
3.6 Conclusion . . . 155

4 Des perspectives pour l'optique non-linéaire du proche au moyen infrarouge **157**
4.1 Les paramètres non-linéaires du carbure de silicium . . . 158
4.1.1 Extraction du coefficient non-linéaire . . . 158
4.1.2 Caractérisations moyen infrarouge et effilage de fibre en chalcogénure . 160
4.2 Ingénierie de la dispersion pour l'optique non-linéaire et la génération de sources large bande dans la gamme du moyen infrarouge . . . 163
4.2.1 Résultats obtenus sur plateforme SiGe . . . 163
4.2.2 Dispersion de guides de silicium suspendus . . . 166
4.2.3 Micro-disques de SiC sur silicium . . . 168
4.3 Conclusion . . . 173

Conclusion **175**

Annexe **177**
Solver de modes . . . 177
Solver de mode full-vectoriel dans un guide droit anisotrope . . . 178
Méthodes aux différences finies . . . 180
Conditions aux limites transparentes . . . 181
Introduction . . . 182

Liste des publications **184**

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Régis Orobtchouk qui a accepté de diriger ma thèse et m'a énormément appris tout au long de ces trois années grâce à sa curiosité insatiable et son amour de la physique. J'ai énormément apprécié ta très grande culture.

Je tiens évidemment à remercier très chaleureusement Christian Grillet d'avoir encadré mes travaux. Merci d'abord de m'avoir proposé ce sujet de thèse qui m'a tout de suite séduit, de m'avoir accueilli au laboratoire et expliqué de nombreuses fois des concepts physiques qui à l'évidence te passionnent. Surtout, merci pour ta curiosité et ton ouverture intellectuelle. Combien de fois suis-je venu dans ton bureau te présenter une nouvelle idée, parfois farfelue, à laquelle tu as toujours montré un intérêt. Cette soif d'apprendre et d'essayer est à mon sens une grande qualité que j'ai eu la chance apprécier pendant la durée de cette thèse.

Je souhaite ensuite remercier les membres du Jury : Delphine Marris-Morini et Olivier Gauthier-Lafaye pour avoir accepté de rapporter ce manuscrit mais aussi à Jean-Emmanuel Broquin pour avoir assisté à ma soutenance de thèse. Merci beaucoup au jury dans son ensemble pour vos questions très constructives et la discussion agréable qui m'a permis d'enrichir ce manuscrit, et ce malgré un match de coupe du monde. Un grand merci à Ségolène Callard qui a accepté de juger mon travail et de présider ce jury mais aussi pour les nombreuses discussions scientifiques ou non le midi et pour partager avec nous ta culture cinématographique.

Je voudrais ensuite remercier Catherine Bru-Chevalier et Christian Seassal, directrice et directeur-adjoint de l'INL pour m'avoir accueilli dans le laboratoire. Surtout, je les remercie d'apporter une attention et une écoute particulière aux doctorants de l'INL et de les intégrer comme des membres à part entière du laboratoire. Merci à Xavier Letartre et Taha Benyattou, responsables de l'équipe Nanophotonique, pour m'avoir accueilli dans ce groupe de recherche et pour pousser les chercheurs et doctorants de l'équipe à s'épanouir en son sein.

Mes remerciements vont aussi à tous les membres de l'équipe photonique et du quatrième étage du bâtiment F7 pour la bonne humeur, les discussions scientifiques ou non toujours intéressantes : Christelle Monat, Yves Robach, Cécile Jamois, Hai-Son Nguyen, Rémi Briche, Bertrand Vilquin, Sébastien Cueff, Thierry Deschamps, Lydie Ferrier, Nicolas Gagnebet, Jean-Louis Leclerc, Taha Benyattou, Ali Belarouci, Lofti Berguiga, José Penuelas, Pedro Rojo-Romeo, Pierre Viktorovitch, Remi Chiche.

Je voudrais aussi remercier les doctorants et amis avec qui j'ai nous avons passé ces

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

années. Merci beaucoup à vous tous pour m'avoir permis de passer d'excellentes années au labo, mais aussi pour les débats interminables et certaines soirées mémorables. À ceux qui restent d'abord : Milan Sinobad bien sur, mais aussi Malik Kemiche, Jordan Bouaziz, Florian Dubois, Jemery Lhuillier, Michele Calvo, Jimmy John, mais aussi à ceux qui ont déjà soutenu : Jeanne Becquedelièvre, Mathieu Caillau, Baba Wague and a special thank to Daniel and Mohammed. Je pense d'ailleurs que cela vaut la peine d'essayer de réaliser ces cristaux photoniques pour étudier les non-linéarités des ondes gravitationnelles.

Je tiens aussi à remercier Alexandra Elbakyan et sci-hub sans qui me bibliographie serait bien moi conséquente.

Je souhaite aussi remercier les personnes en dehors du labo qui ont fait de ces trois années à Lyon des années inoubliables. Bien sûr Anastasia, Anne-Cécile et Gaétan. Ces trois ans avec vous ont tout simplement été géniaux et je n'aurais pas pu avoir de meilleurs colocs ! Mais aussi à Juliette et Benjamin qui ont emménagé pendant ma rédaction et que j'aurais aimé mieux connaitre. Merci aussi à tous les autres Lyonnais notamment Alix, Julien, Marion, Cyril et Fidji. Merci aussi à Martin (et à nos cordes) et qui ne m'a jamais laissé tomber. Tu fais un peu partie de la coloc aussi. Tous ces moments passés avec vous m'ont aussi permis de travailler sereinement.

Un énorme merci à ma sœur, mon frère, ma grand mère et ma tante pour être venus (ou avoir essayé) à ma soutenance. Je suis sur que vous avez tout compris. Être avec vous à ce moment-là si particulier était formidable. Surtout merci à mes parents. Je sais très bien que si je suis docteur aujourd'hui c'est grâce à vous. Merci !

Je voudrais terminer par remercier Myriam. Je ne peux pas résumer tout ce que tu représentes pour moi en trois lignes dans un manuscrit de thèse. Je vais commencer par un grand merci de m'avoir supporté pendant ma (longue) période de rédaction même si tu travaillais jour et nuit. Merci d'avoir couru après ton concours pour me soutenir à ma soutenance et ne pas t'être endormie. Merci surtout pour tout le reste. Merci tout simplement d'être là et de rendre ma vie plus belle.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Résumé

Cette thèse étudie la conception, la fabrication et la caractérisation de micro-disques de carbure de silicium sur substrat de silicium conçus pour opérer du proche au moyen infrarouge. Nous étudions une approche simple mais efficace permettant de supprimer les modes de galerie d'ordre supérieur tout en préservant le facteur de qualité du mode fondamental. Cette suppression, utile par exemple pour la génération de peignes de fréquence se base simplement sur la sous-gravure du pilier de silicium et est aisément transposable à d'autres plateformes ou longueurs d'onde. Le premier chapitre est une introduction générale aux micro-résonateurs à modes de galerie dans lequel nous décrivons la physique extrêmement riche de ces structures. Le deuxième chapitre se concentre sur les micro-disques de SiC à proprement parler. Nous commençons par une introduction générale du matériau puis nous simulons la propagation de la lumière dans les résonateurs pour concevoir des structures innovantes. En utilisant l'indice de réfraction optique supérieur du Si à celui du SiC, nous montrons qu'il est possible de supprimer les modes radiaux d'ordre supérieur. Nous traitons ensuite brièvement des étapes de fabrication. Le troisième chapitre regroupe les expériences réalisées sur les micro-disques. Des premières caractérisations par couplage évanescent dans le proche infrarouge permettent d'identifier les modes de galerie du résonateur. Ensuite, des caractérisations sur des disques de sous-gravure inférieure mettent en évidence la suppression des modes d'ordre supérieur. Nous réalisons enfin une étude thermo-optique du matériau afin de valider son emploi à forte puissance et haute température, des régimes dans lesquels le SiC se démarque des autres matériaux d'optique intégrée. Pour terminer, nous consacrons le dernier chapitre aux perspectives pour l'optique non-linéaire et le moyen infrarouge où nous proposons une étude de l'ingénierie de la dispersion qui doit nous permettre, à l'avenir, de réaliser des sources de type peigne de fréquence.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Introduction

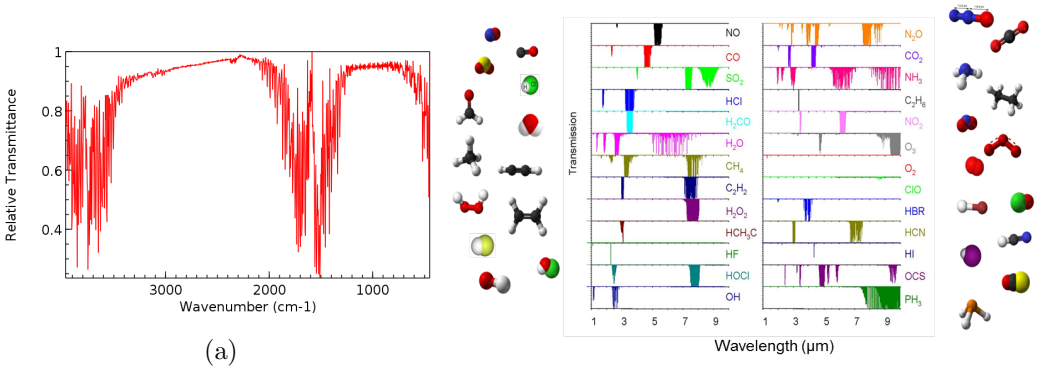
FIGURE 1 – Étoile ζ Oph. Rouge, vert et bleu correspondent aux longueurs d'onde 24 µm, 8 µm et 4.5 µm. Crédit [1]

Le moyen infrarouge (mid-IR) désigne communément les longueurs d'onde allant de 3 µm à 15 µm. Grâce à ses propriétés uniques dont les applications se transcrivent dans des domaines variés, cette bande optique suscite un intérêt croissant auprès de la communauté scientifique. Dans le domaine médical, la longueur de pénétration supérieure à celle du visible offre de nouvelles opportunités en tomographie optique [2]. De plus, la forte absorption de certains tissus à ces longueurs d'onde permet leur ablation à l'aide de lasers [3]. Dans le secteur de l'imagerie spatiale, le mid-IR correspond à la gamme d'émission de nombreuses molécules composant les objets célestes visibles depuis la terre grâce aux télescopes infrarouges (voir image 1) [1, 4]. Les télécommunications constituent un autre domaine prometteur grâce à la faible absorption de l'atmosphère à ces longueurs d'onde qui offre des possibilités pour la communication en espace libre [5]. Ce sont autant d'exemples qui illustrent la diversité des applications permises par cette fenêtre spectrale.

Mais la principale application du moyen-infrarouge concerne la spectroscopie. Les molécules qui nous entourent possèdent des fréquences de vibrations fondamentales et rotovibrationnelles associées se trouvant dans le mid-IR. Dès lors, il est aisé de caractériser ces molécules dont la signature spectrale se trouve précisément dans cette gamme de longueur d'onde. À titre d'exemple, le spectre de transmission de l'eau, représenté sur la figure 2a présente des pics très significatifs entre 1000 cm^{-1} et 4000 cm^{-1} ($\lambda = 2.5$ µm à 10 µm). Contrairement à la spectroscopie proche infrarouge qui utilise les harmoniques des résonances, la spectroscopie moyen infrarouge se focalise sur les bandes fondamentales, beaucoup plus intenses.

De nombreux dispositifs de spectroscopie moyen-infrarouge ont déjà été développés, voire commercialisés. Nous pouvons citer bien sûr les spectromètres infrarouges à transformée de Fourier (ou FTIRs pour Fourier Transform Infrared) dont un exemple de chez Brucker est visible sur la figure 3a. Les FTIRs utilisent, en entrée, des sources thermiques non-cohérentes et peu intenses (en comparaison des lasers) qui sont couplées, en sortie, à un interféromètre de Michelson [6]. D'autres technologies comme la spectroscopie à peigne de fréquence, par exemple commercialisée par IRsweep, et dont un produit est visible sur la figure 3b, permettent des applications similaires tout en ouvrant de nouvelles possibilités en termes de précision et de rapidité. Elles reposent sur deux peignes de fréquences pompés par des lasers

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) (b)

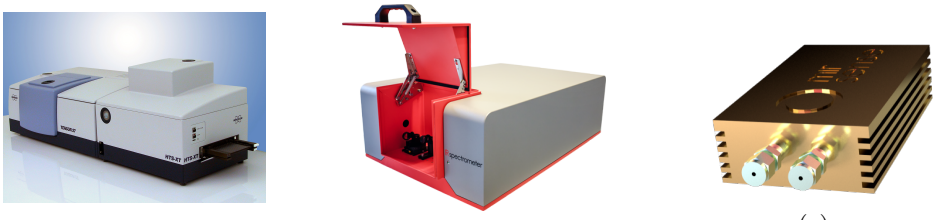
FIGURE 2 – (a) Spectre de transmission de l'eau en cm^{-1}. (b) Spectre d'absorption mid-IR entre 1 µm et 10 µm de quelques molécules connues.

à cascade quantique (ou QCLs pour Quantum Cascade Lasers [7]) qui, mixés, produisent un signal radio-fréquence [8] analysable grâce à un simple photo-détecteur [9]. Cette méthode permet de s'affranchir du spectromètre tout en assurant une résolution et une rapidité d'acquisition supérieures à celles du FTIR. Enfin, pour des applications à hautes puissances, des lasers accordables moyen infrarouge comme les QCLs, commercialisés par MirSense et représentés sur la figure 3c, peuvent être couplés à des analyseurs de spectre pour de la détection de gaz [10]. Tous ces dispositifs, très versatiles, permettent une gamme d'applications très variée [10–12]. Pourtant, certaines de leurs propriétés intrinsèques limitent leur développement : ce sont des composants qui fonctionnent en espace libre (certes intégrable dans le cas des QCLs mais peut accordables), qui sont très onéreux et surtout massifs. Ces limitations poussent le milieu de la photonique à s'intéresser à d'autre structures et à étudier, par exemple, les sources intégrées large bande.

Notre équipe, à l'Institut des Nanotechnologies de Lyon, se concentre sur la génération de ces sources larges bandes moyen infrarouge intégrées comme les supercontinuum ou les peignes de fréquence. Pour aboutir à la génération de telles sources, il est nécessaire d'utiliser des matériaux aux propriétés optiques linéaires et non-linéaires adaptées que nous expliciterons dans le chapitre 1.4.1. Dans son travail de thèse soutenue en 2015, Luca Carletti a permis une avancée significative dans l'étude des propriétés du silicium germanium (SiGe) [13–15]. Ses travaux ont été poursuivis par Milan Sinobad qui a démontré le supercontinuum le plus étendu sur plateforme intégrée compatible CMOS [16] dont les résultats sont publiés dans Optica [17]. Pour ma part, j'ai principalement concentré mes travaux sur l'étude du carbure de silicium (SiC).

Les matériaux diélectriques du groupe IV, dont sont issus le SiGe et le SiC, suscitent un intérêt croissant en photonique intégrée, en particulier pour les applications non-linéaires couvrant les gammes du proche au moyen-infrarouge [14, 15, 18–23]. Le silicium (Si) dans sa forme conventionnelle silicium sur isolant (SOI) souffre, malgré ses multiples succès [21,22,24], de nombreuses limitations. En particulier, la forte absorption non-linéaire du silicium dans le proche infrarouge et les fortes pertes d'absorption de la silice au-delà de 3.5 µm [25, 26] restreignent le SOI en tant que plateforme adaptée à l'optique non-linéaire dans le moyen-

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) (b) (c)

FIGURE 3 – (a) FTIR Brucker (b) IRspectrometer de IRsweep (c) QCL multiSense de MirSense

infrarouge. Ce constat nous pousse à rechercher une plateforme alternative compatible silicium. C'est cette raison qui nous a poussé à nous intéresser au carbure de silicium (SiC). Ce matériau, bien connu dans les domaines des applications à hautes températures et de l'électronique haute puissance [27], s'affirme, depuis quelques années, comme prometteur dans le domaine de l'optique non-linéaire [28–33].

Dans cette thèse, nous nous proposons d'étudier la conception, la fabrication et la caractérisation de micro-disques de carbure de silicium sur substrat de silicium conçus pour opérer du proche au moyen infrarouge. Nous proposons une approche simple mais efficace permettant de supprimer les modes de galerie d'ordre supérieur tout en préservant le facteur de qualité du mode fondamental. Cette suppression, pouvant par exemple être utile dans le cas de la génération de peignes de fréquence [34], utilise simplement une sous gravure du pilier de silicium qui peut être aisément transposable à d'autres plateformes ou gammes de longueurs d'onde. Nous avons eu la chance de bénéficier d'une collaboration avec le laboratoire CRHEA et Ali Belarouci, chargé de recherche à l'INL et alors détaché à l'université de Sherbrooke, qui nous a permis de concevoir et d'acquérir les micro-disques de carbure de silicium. Si j'ai effectué un certain nombre d'autres études, c'est sur ces structures particulières que j'oriente mon manuscrit de thèse.

Le manuscrit s'organise de la manière suivante. Le premier chapitre, principalement bibliographique, est une introduction générale aux micro-résonateurs, et plus précisément, aux résonateurs à modes de galerie. Ce chapitre a pour objectif de décrire la physique extrêmement riche et complexe derrière ces structures qui semblent pourtant simples en apparence. Nous y explicitons les propriétés des micro-résonateurs qui nous seront utiles afin de concevoir et de caractériser les disques de carbure de silicium. Nous introduisons en premier lieu la théorie de Mie. Cette théorie basée sur la résolution des équations de Maxwell dans des matériaux diélectriques isolés, de géométrie sphérique ou cylindrique, démontre l'existence des modes de galerie et introduit certaines de leurs propriétés. Ensuite, nous présentons la théorie des modes couplés. Cette approche, complémentaire de la théorie de Mie, nous permet d'expliciter le reste des propriétés des résonateurs lorsqu'ils sont couplés avec un guide d'accès. Le couplage évanescent, qui est la méthode de caractérisation que nous adoptons, s'inscrit dans le cadre de cette théorie. Enfin, une rapide introduction aux applications offertes par les résonateurs et à l'optique non-linéaire nous permet d'expliquer les motivations qui nous poussent à étudier des micro-disques de carbure de siliciums.

Le deuxième chapitre se concentre sur les micro-disques de SiC à proprement parler. Dans

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

un premier temps, nous présentons le matériau de manière assez générale. Nous couvrons un grand nombre de domaines et d'applications dans lesquels il est utilisé. Ceci nous permet d'illustrer une large part de ses propriétés, mécaniques, thermiques ou encore chimiques, qui peuvent présenter un intérêt pour des applications d'optique intégrée. Nous nous recentrons par la suite sur les propriétés optiques et les raisons qui nous poussent à étudier ce matériau dans le cadre de l'optique non-linéaire intégrée moyen-infrarouge. Nous réalisons ensuite une étude bibliographique la plus complète possible des recherches en photoniques actuelles sur ce matériau. La suite de ce chapitre se recentre sur la conception et la fabrication des micro-disques. À partir de simulations FDTD, mais surtout d'un solveur de mode développé à l'INL par Régis Orobtchouk et Xuan Hu, nous étudions la propagation de la lumière dans les résonateurs afin de pouvoir réaliser des structures innovantes en carbure de silicium sur substrat de silicium. En particulier, en utilisant l'indice de réfraction optique supérieur du Si par rapport à celui du SiC, nous démontrons qu'il est possible de supprimer les modes radiaux d'ordre supérieur qui se propagent dans le résonateur. La fabrication des micro-disques est brièvement décrite ainsi les limitations de celle-ci.

Le troisième chapitre regroupe les expériences réalisées sur les micro-disques. D'abord, nous présentons le banc expérimental de caractérisation par couplage évanescent dans le proche infrarouge. Grâce à ce banc, nous étudions différentes tailles de sous-gravure de silicium pour plusieurs diamètres de disque, dans le proche infrarouge. Les premières caractérisations, pour des gravures importantes, nous permettent d'identifier les différents modes de galerie présents dans le résonateur et de les comparer aux résultats obtenus par simulations. Ensuite, les caractérisations sur des disques de sous-gravure inférieure, de l'ordre de 1.4 µm, nous permettent de démontrer la suppression des modes d'ordre supérieur et la conservation, uniquement, du mode fondamental. Nous réalisons ensuite une étude thermo-optique du matériau afin de valider son emploi à haute puissance et/ou haute température, qui sont des régimes dans lequel le SiC se démarque particulièrement des autres matériaux d'optique intégrée. Enfin, une nouvelle méthode de calcul du coefficient thermo-optique est proposée qui permet d'obtenir une valeur plus précise de ce coefficient. En particulier, nous avons développé une approche par laquelle nous pouvons utiliser les modes de galerie d'ordre radial supérieur pour obtenir les coefficients thermo-optiques là où la littérature s'appuie exclusivement sur la caractérisation du mode fondamental. Cette méthode s'avère particulièrement utile dans le cas où le couplage au mode fondamental est faible et où il est plus aisé de caractériser les modes radiaux d'ordre supérieur.

Pour terminer, nous consacrons le dernier chapitre aux perspectives pour l'optique non-linéaire et le moyen infrarouge. En effet, malgré notre volonté de tendre vers ces régimes, nous ne sommes pas parvenus à obtenir de caractérisations expérimentales non-linéaires ni moyen infrarouges. Nous avons donc effectué une étude prospective permettant de proposer des designs intéressants et des expériences à réaliser à la suite de ce travail de thèse. La première partie de ce chapitre présente des méthodes d'extraction de l'indice non-linéaire que nous souhaitons réaliser. Nous présentons aussi des techniques d'effilage de fibre en chalcogénure qui doivent permettre d'effectuer les caractérisations dans le moyen-infrarouge. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous nous concentrons sur l'ingénierie de dispersion pour la génération de sources large bandes. Nous présentons brièvement les résultats obtenus sur plateforme SiGe et, en nous inspirant de la démarche adoptée, nous étudions la dispersion

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

de guides suspendus de SiC. Ensuite, nous nous intéressons à la dispersion de micro-disques de SiC dans le cadre de la génération de peignes de fréquences. Nous présentons les pré-requis en termes de facteur de qualité, de précision de fabrication et de d'ingénierie de dispersion qui sont nécessaires à la génération d'un peigne de fréquences d'une octave et ce, pour différents régimes de plage spectrale libre.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Chapitre 1

Micro-résonateurs pour l'optique intégrée

Les micro-résonateurs sont des dispositifs optiques confinant très fortement la lumière, à la fois spatialement et temporellement, dans des structures à l'échelle micrométrique. Ce confinement est obtenu par réflexion totale interne ou phénomène de bande interdite et permet de conserver les photons pendant une longue période à l'intérieur d'une géométrie de faible dimension. C'est une des briques fondamentales de la photonique intégrée et les résonateurs sont utilisés pour tous types d'applications : depuis des cavités résonantes dans des lasers [35, 36] ou la génération de peignes de fréquences [21, 37–41] jusqu'aux amplificateurs optiques [42], aux capteurs [43, 44], aux filtres optiques de commutation de canaux (optical channel dropping filters) [45, 46], aux multiplexeurs optiques (optical add/drop multiplexers) [47–50], aux commutateurs optiques [51–53], aux routeurs [54], à toutes sortes de portes logiques [55–57] et même à la formation de chaos dans des générateurs de bruit [58].

L'intérêt des micro-résonateurs repose sur deux spécificités principales. La première est le faible volume modal de la lumière dans ces structures qui permet d'obtenir de très fortes puissances volumiques et donc d'exalter, par exemple, les effets non linéaires. Sur la figure 1.1, des ordres de grandeur de volumes modaux sont donnés pour différents types de résonateurs. Pour les résonateurs à mode de galerie de type disques, que nous étudions, les volumes modaux sont de l'ordre de $6(\lambda/n)^3$ [59]. Cependant, en optique guidée, les comparaisons se font généralement plutôt en termes d'aire effective dans le plan orthogonal à l'axe de propagation. Pour donner quelques ordres de grandeur, les simulations sur nos micro-disques en SiC montrent des aires effectives de l'ordre de 0.35 µm^2 pour le mode fondamental. Par comparaison, l'aire effective d'une fibre en silice pour les télécommunications est de l'ordre de 50 µm^2, celui d'un guide optique intégré en silicium 0.05 µm^2 [60] et pour un cristal photonique en silicium de 0.5 µm^2 [61]. Cela signifie que la lumière est plus de 100 fois plus confinée spatialement dans des résonateurs ou des guides que dans des fibres optiques. Le paramètre non-linéaire (que nous décrivons dans la partie 1.4.1), et à travers lui, les effets non-linéaires, étant inversement proportionnel à cette aire effective, il sera d'autant plus important dans les dispositifs de type résonateurs.

Le deuxième aspect fondamental est le confinement temporel de la lumière dans ces résonateurs qui est obtenu grâce au comportement périodique des photons dans la structure.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

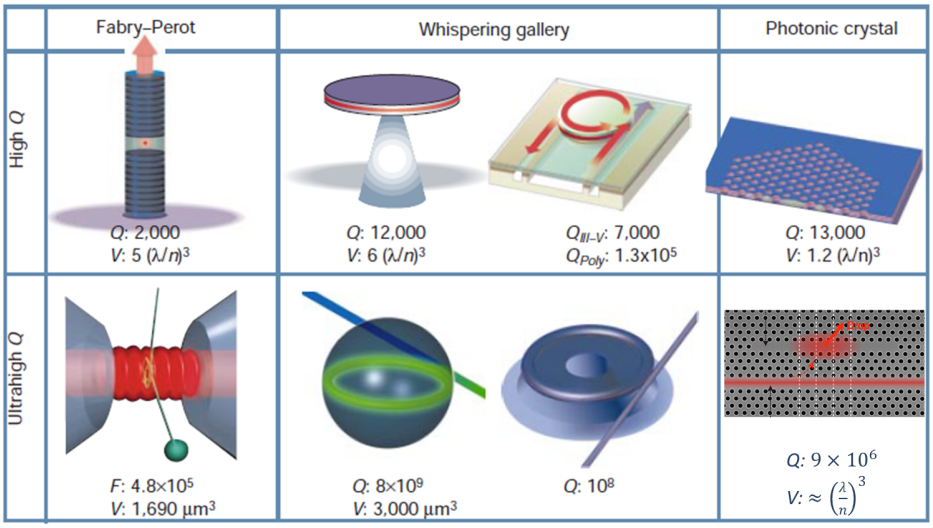


FIGURE 1.1 – Exemple de micro-résonateurs et leurs propriétés typiques - crédit [59]. L'illustration datant de 2003, des valeurs facteurs de qualités maxima sont légèrement plus élevées maintenant, mais les ordres de grandeur restent les mêmes. Nous avons ajouté les cristaux photoniques à ultra-haut facteur de qualité réalisés par le groupe de Susumu Noda [62, 63]

.

Quel que soit le type de cavité résonante, si la fréquence des photons vérifie une condition de résonance, imposée par la géométrie du dispositif, ils se retrouvent piégés et leur durée de vie dans le résonateur augmente fortement. Ce comportement se manifeste par la nature discrète du spectre lumineux à l'intérieur des cavités. À la longueur d'onde de résonance, les photons s'accumulent dans le temps avec, pour conséquence, l'augmentation de l'intensité lumineuse. Plus le confinement temporel est important, plus la résonance est fine spectralement et plus l'intensité lumineuse augmente. Ce confinement est représenté par le facteur de qualité que nous introduisons dans la partie 1.3.3. Cette discrétisation du spectre et cette augmentation de l'intensité permettent de nombreuses applications que nous décrivons plus loin, mais parmi lesquelles l'exaltation des effets non-linéaires est une des principales dans le cadre de notre étude. Dans ce manuscrit, nous nous concentrons sur la famille des résonateurs à modes de galerie que sont les disques, les anneaux ou les sphères que nous appellerons par la suite simplement micro-résonateurs par commodité.

Comme indiqué précédemment, les micro-résonateurs permettent un confinement temporel et spatial extrême de la lumière grâce au principe de réflexions totales internes représenté sur la figure 1.2. La première fabrication d'un résonateur en anneau a lieu au Bell Lab dès 1969 [64], mais il faut attendre encore deux années pour voir la première démonstration d'un mode de galerie optique dans ces dispositifs par Weber et Ulrich [65, 66]. Cette expérience a été réalisée sur un anneau de silice de 5 mm de rayon possédant un revêtement de Rhodamine-6G dopé, le couplage étant effectué grâce à un prisme. Cette expérience a permis la démonstration de modes de galerie, mais surtout la démonstration d'un comportement laser dans ce même dispositif.

De nombreuses démonstrations ont suivi, incorporant toutes les briques nécessaires à la

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

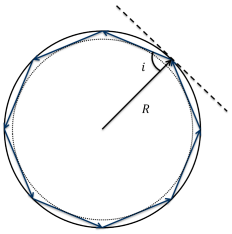


FIGURE 1.2 – Principe de la réflexion totale interne. L'angle i correspond à l'angle avec la normale du cercle, r étant le rayon. Le cercle intérieur en pointillé illustre le fait que la lumière reste principalement piégée près du bord. Une approche simple basée sur l'optique géométrique permet de saisir le principe des modes galerie à l'intérieur de résonateur circulaire, les rayons possédant un angle supérieur à l'angle critique restent piégés dans le disque.

fabrication de dispositifs intégrés comme l'ajout de guides optiques attenants pour permettre un couplage évanescent, démontré par Stokes & al en 1982 [67]. Une multitude ici probablement non exhaustive de matériaux ont ici été explorés, depuis les alliages du silicium (Si, SiO_2,SiC, Si_3N_4, SiON,...) jusqu'à des matériaux plus exotiques comme des polymères, des fluorures (CaF_2) ou encore des arséniures (GaAs, AlGaAs) [68–75].

La modularité et la force des micro-résonateurs proviennent des propriétés originales des modes de galeries. Dans ce chapitre, nous allons d'abord développer les propriétés de base de ces modes spécifiques aux géométries circulaires à partir de la théorie de Mie. Cette théorie permet, simplement en résolvant les équations de Maxwell en coordonnées cylindriques ou sphériques, de démontrer la présence de solutions discrètes, c'est-à-dire de modes de galeries stationnaires. Dans la partie suivante, nous développons la théorie des modes couplés qui permet une approche non plus du résonateur isolé, mais du système complet comprenant le guide ou la fibre d'accès. Nous pouvons alors introduire des paramètres plus utiles d'un point de vue expérimental, et notamment, la plage spectrale libre, la largeur spectrale à mi-hauteur ou le facteur de qualité. Nous introduisons aussi la notion de résonance double qui est un phénomène courant lors de l'utilisation de résonateurs non parfaits. Enfin, nous abordons le concept d'optique non-linéaire, et particulièrement les phénomènes d'ordre 3, pour terminer par quelques exemples d'applications des micro-résonateurs à l'optique non-linéaire comme le mélange à quatre ondes, les peignes de fréquences ou la commutation optique.

1.1 Approche des résonateurs par la théorie de Mie

Dans un premier temps, nous considérons les résonateurs comme isolés dans l'espace. Pour cela, après une introduction aux modes de galerie, nous utiliserons la théorie de Mie qui explicite mathématiquement les propriétés intrinsèques des résonateurs. Cette première approche permet de démontrer, à partir des équations de Maxwell, qu'il existe des solutions stationnaires discrètes et permet de calculer les fréquences de résonance ainsi que de nombreuses propriétés de ces solutions. Par comparaison avec la théorie des modes couplés, on peut dire que cette approche permet d'étudier le système isolé circonscrit au résonateur tandis que la théorie des modes couplés étudie les interactions de ce système avec un guide d'accès. D'autre part, et bien que ce ne soit pas une motivation en soit, la théorie de Mie est

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

élégante mathématiquement. Elle permet d'avancer loin dans l'étude théorique mathématique du système avant de devoir réaliser des approximations et donne un certain nombre de propriétés du système de manière exacte. Enfin, considération plus accessoire, cette approche permet de belles analogies avec la physique quantique, l'électromagnétisme ou de manière générale avec tout système résonant utilisant une onde électromagnétique.

La théorie de Mie n'est théoriquement applicable qu'aux systèmes sphériques, ovoïdaux ou aux cylindres infinis. Cependant, la force de cette approche permet de l'utiliser de manière approximative y compris pour des systèmes complexes parfois éloignés des géométries idéales, comme par exemple des cellules [76, 77].

Dans cette partie, nous introduisons d'abord le concept de modes de galerie et montrons comment l'utilisation de l'optique géométrique et de la réflexion totale interne permet d'avoir une première compréhension simple du problème. Par la suite, nous développons la théorie de Mie en elle-même et nous explicitons les solutions des modes de galeries pour les modes TE et TM. Enfin, nous montrons comment un changement de variable et une analogie simple avec l'effet tunnel permet de comprendre directement le fonctionnement des pertes par radiation.

1.1.1 Modes de galerie ou whispering gallery modes

Les modes de chuchotement en galerie plus communément appelés modes de galeries (whispering gallery modes - WGMs - en anglais) sont des modes de résonances caractéristiques d'une onde confinée à l'intérieur d'une structure à géométrie circulaire. Ces modes sont observés pour la première fois par Lord Rayleigh, en 1910, lors de sa célèbre expérience au cœur de la cathédrale St Paul à Londres visible figure 1.3b [78]. En raison d'une bizarrerie due aux dimensions du Dôme, les sons se propagent à l'intérieur de la galerie des chuchotements, le long des murs, et sont audibles tout au long de la galerie de l'édifice de 33.7 m de diamètre schématisé sur la figure 1.3a. Lord Rayleigh observe puis formalise mathématiquement ce phénomène et donne ainsi son nom original de modes de chuchotement en galerie. Il démontre ainsi que la propagation de l'onde sonore se fait par réflexion totale sur les murs de l'édifice [79] et décrit la répartition du champ à partir des fonctions de Bessels. Une simulation du champ de pression dans la galerie du Dôme pour une onde acoustique à 69 Hz est visible figure 1.3c. Cette découverte est fondamentale en cela que le mécanisme associé au WGM s'applique à tout type d'onde, et en particulier aux ondes électromagnétiques. On notera que c'est à partir de calculs inspirés de l'optique géométrique qu'il émet dans "Théorie of Sound" ses premières hypothèses sur l'existence de tels modes. Il est important de noter aussi les travaux précurseurs de Mie en 1908 et Debye en 1909 qui décrivent les modes de résonance à l'intérieur de particules diélectriques et démontrent ainsi naturellement l'existence théorique des WGMs [80, 81].

Depuis, les WGMs ont été très largement étudiés. En particulier, Richtmyer donne un premier formalisme exhaustif des modes de galeries dans des micro-résonateurs diélectriques [82]. Comme décrit en introduction à partir des années 1960, des démonstrations de couplage dans des micro-résonateurs intégrés sont réalisés à partir de la fin des année 1960. Mais l'étude expérimentale des modes de galeries est, elle, réalisée dès le début des année 1960 dans des

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

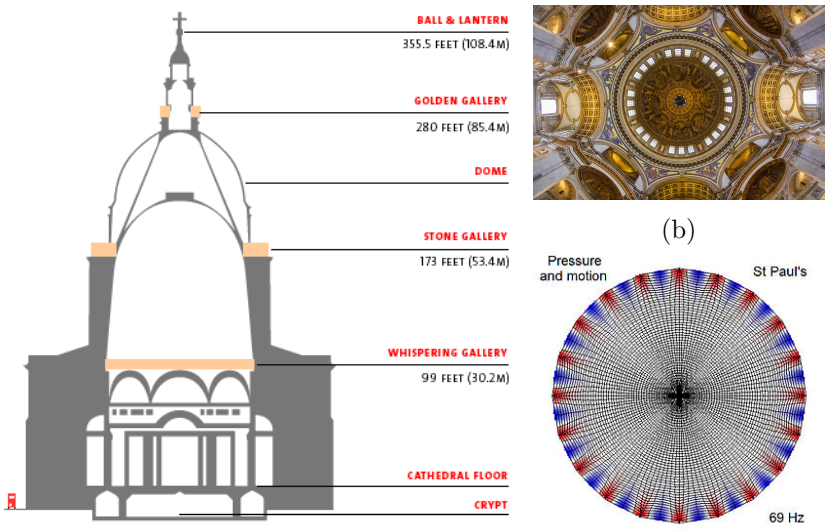


FIGURE 1.3 – (a) Schéma de la cathédrale Saint Paul de Londres et de la galerie des chuchotements. La galerie possède un diamètre de 33.7 m permettant la propagation d'une onde acoustique dans le domaine audible. (b) Photographie du Dôme de la cathédrale comprenant la galerie. (c) Simulation du profil de pression 2D dans la galerie à 69 Hz. Le mode de galerie fondamental est visible par l'alternance de lobes à haute pression (rouge) et basse pression (bleu) en bord de galerie. Le nombre de lobes m ici est égal à $= 20$.

sphères de CaF_2 [83, 84], soit quelques années avant les démonstrations par Weber et Ulrich dans des résonateurs en anneaux. Dans les années 1980, de nombreuses expériences ont été réalisées, en particulier sur des gouttelettes, pour l'étude des propriétés (indice de réfraction et dimension) [85, 86] grâce aux WGMs ou l'influence de ces modes de galeries sur la fluorescence, l'effet Laser ou l'effet Raman [87–91]. L'étude des modes de galeries s'est ensuite développée et l'accès à des facteurs de qualité extrêmes a permis l'utilisation de ces modes particuliers pour de nombreuses applications. Nous pensons bien sûr à la spectroscopie [92] et l'exaltation des effets non-linéaires [93–95] pour la génération de peignes de fréquences (voir partie 1.4). Mais de nombreuses autres utilisations sont possibles avec, de manière non exhaustive, l'optique quantique [96], l'émission laser [97], l'émission de photon unique [98], le couplage thermo-optique [99, 100] ou opto-mécanique [101]. Toutes ces applications, dans des domaines variés, montrent que les modes de galerie sont des outils polyvalents de la photonique qui nécessitent une compréhension fine de leurs propriétés et des mécanismes physiques mis en jeux.

Les modes de galeries ont pour particularité d'imposer à l'onde électromagnétique d'être extrêmement bien confinée dans le diélectrique par réflexion totale interne comme schématisé figure 1.2. En première approximation, en se plaçant dans le plan du faisceau lumineux, on peut considérer par exemple un cylindre diélectrique d'indice n dans l'air. Grâce à une simple utilisation des lois de Descartes, si l'angle i vérifie la relation suivante (1.1) :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

$$i > i_c = \arcsin\left(\frac{1}{n}\right) \tag{1.1}$$

Alors la condition de réflexion totale interne est vérifiée. Par symétrie de rotation, le faisceau incident garde le même angle à chaque réflexion et est donc confiné à l'intérieur du disque. Si on considère $i \sim \pi/2$, c'est à dire pour un rayon tangent au bord, alors le trajet optique peut-être approximé par :

$$p_{opt} \approx 2\pi Rn \tag{1.2}$$

Afin d'obtenir des interférences constructives, il est nécessaire que le champ soit en phase après avoir effectué un tour complet. Soit mathématiquement :

$$\delta\phi = 2m\pi \tag{1.3}$$

Où $\delta\phi = \frac{2\pi p_{opt}}{\lambda}$ est le déphasage après un tour complet et $m \in \mathbb{N}$ est un entier qui correspond au nombre de nœuds appelé l'ordre azimutal du mode. La condition de résonance est donc en première approximation :

$$2\pi nR = m\lambda \tag{1.4}$$

Par exemple, dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons à des micro-disques de carbure de silicium sur pilier de silicium. L'indice du SiC est d'environ $n_{SiC} \approx 2.6$. Nous prenons l'exemple de disque de diamètre 10 µm caractérisés à une longueur d'onde de $\lambda = 1.55$ µm. Dans le cas présent, nous obtenons donc $m \approx 53$. Si cette approche, très simple, ne permet pas de donner la répartition du champ, ni d'expliquer les différents modes existant à l'intérieur d'un résonateur, elle offre en revanche un aperçu du phénomène de construction des modes de galerie par interférences. Avec une approche d'optique géométrique, nous pouvons déterminer approximativement les fréquences de résonances et le nombre de nœuds correspondant aux modes dans le disque. Nous nous sommes placés ici dans l'hypothèse d'une incidence rasante et donc d'un rayon proche de R. Il est intéressant de noter que nous pouvons aussi identifier d'autres modes plus profonds à des fréquences de résonance différentes en considérant la pénétration de la lumière et en approximant le rayon par le rayon moyen de la caustique $r_1 = R\cos(i)$, c'est à dire le rayon moyen de l'ensemble des faisceaux réfléchis.

En outre, comme le fait remarquer très justement Righini [102], cette approche permet d'identifier m comme étant le moment angulaire du mode électromagnétique. Si l'on considère cette fois un photon, son moment est $p = \hbar k = \hbar\frac{2\pi n}{\lambda}$. Alors dans le cas où $i \approx \pi/2$ et où le photon est proche du bord, nous avons le moment angulaire qui vaut :

$$L \approx Rp \approx \hbar\frac{2\pi Rn}{\lambda} \approx \hbar m \tag{1.5}$$

Cette analogie permet une étude directe du moment angulaire des photons à partir des modes de galeries des résonateurs qui peut être utile dans l'analyse de certains types de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

faisceaux, comme les faisceaux de Bessel [103].

Plus généralement, avec cette approche géométrique, on peut montrer que le comportement des modes de galerie dans un disque est très proche de celui dans un guide courbe ou dans un résonateur en anneau. L'avantage du disque réside dans les plus faibles pertes en raison de l'interaction de la lumière avec une seule des facettes. La majeure partie des pertes étant causée par radiation, mais surtout par diffusion due aux défauts, le fait de n'avoir qu'un seul bord offre la possibilité d'accéder à des facteurs de qualité théoriquement plus élevés. Dans la prochaine section, nous réalisons une étude plus approfondie des modes de galeries à partir de la théorie de Mie.

1.1.2 Théorie de Mie

La description physique de micro-résonateurs à géométrie circulaire, et a fortiori celle de micro-disques, repose sur la théorie de Mie. Cette théorie, basée sur la résolution des équations de Maxwell dans des diélectriques sphériques ou cylindriques, permet d'obtenir la répartition des champs à l'intérieur du diélectrique ainsi que les fréquences de résonances admises [104, 105]. Il est important de noter qu'il n'existe pas de solution analytique à ces équations donnant l'expression exacte des champs $\boldsymbol{E}$ et $\boldsymbol{H}$. En revanche, il est possible d'effectuer une résolution numérique approchée en utilisant par exemple la FDTD ou des solveur de mode, ou encore d'obtenir une expression approchée des champs. Pour cela, nous commençons par résoudre les équations de Maxwell (1.6) à (1.9). Soit un cylindre homogène, non chargé, sans courant induit, de constante diélectrique ε, et de rayon r, les équations de Maxwell sont données par :

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{D} = 0 \tag{1.6}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{B} = 0 \tag{1.7}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \tag{1.8}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{H} = \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} \tag{1.9}$$

A partir de (1.8) et (1.9), sachant que pour tout vecteur $\boldsymbol{A}$, $\boldsymbol{\nabla} \times (\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{A}) = \boldsymbol{\nabla}(\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{A}) - \Delta \boldsymbol{A}$, et en considérant aussi que le champ $\boldsymbol{E}$ est complexe et peut s'écrire de la forme : $\boldsymbol{E} = \int \tilde{\boldsymbol{E}} exp(-i\omega t) \mathrm{d}\omega$ nous obtenons l'équation bien connue de Helmholtz pour le champ électrique dans un milieu homogène de permittivité $\varepsilon(r)$:

$$\boldsymbol{\Delta E} + k_0^2 \varepsilon(r) \boldsymbol{E} = 0 \tag{1.10}$$

Où $k_0 = \omega/c$ est le vecteur d'onde dans l'air et $\varepsilon(r)$ vaut ε pour $r < R$ et 1 pour $r > R$. $\boldsymbol{\Delta}$ est l'opérateur Laplacien vectoriel. On note que l'équation de Helmholtz est aussi valable pour le champ magnétique. Afin de résoudre cette équation, nous divisons notre analyse en deux cas : l'étude du mode TE et celle du mode TM. La convention habituellement utilisée dans le cas de l'étude des disques ou des résonateurs en anneaux est d'adapter les conventions

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

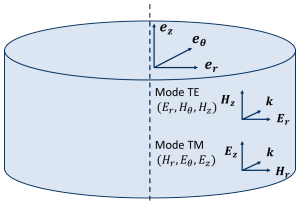


FIGURE 1.4 – Mode TE et TM dans le cas d'un disque diélectrique supposé infini.

utilisées dans le cas des guides d'onde. Nous considérons alors les modes dans le cas d'un disque supposé infini. Pour le mode TE, la composante non nulle du champ électrique est la composante radiale, tandis que pour le mode TM, c'est le cas pour la composante radiale du champ magnétique. En pratique, le disque n'étant pas infini, les modes sont quasi-TE et quasi-TM, et la composante E_z (resp. H_Z) du mode TE (resp. TM) peut se révéler non nulle. C'est d'ailleurs ce que nous constatons lors de nos simulations. Par commodité, nous appelons tout de même ces modes TE ou TM. Notons que par rapport à l'étude des cristaux photoniques, la nomenclature est inversée.

1.1.3 Modes de galerie TE

Nous cherchons dans un premier temps à obtenir l'expression du champ électrique du mode TE. Pour cela, nous utilisons l'approche décrite par [104] qui développe l'équation de Helmholtz en coordonnées cylindriques pour la composante z du champ magnétique :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + k_0^2\varepsilon(r)\right) H_z(r,\theta) = 0 \tag{1.11}$$

La première approximation consiste à supposer que les variables r et θ sont séparables. Ceci est vrai dans le cas d'un cylindre infini pour lequel les modes sont rigoureusement TE ou TM, mais n'est plus exact dans le cas d'un cylindre de dimension finie. L'interaction entre les composantes r et θ du champ étant tout de même faible dans le cas général, nous conservons cette approximation. Nous pouvons donc effectuer une séparation entre les variables radiale et azimutale pour la composante axiale du champ magnétique en considérant $H_z(r,\theta) = h(r)\Phi(\theta)$. En réinsérant cette expression dans l'équation (1.11), nous obtenons :

$$\left(\frac{\mathrm{d}^2 h}{\mathrm{d}r^2} + \frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}r}\right)\Phi(\theta) + \frac{1}{r^2}\frac{\mathrm{d}^2\Phi}{\mathrm{d}\theta^2} f(r) + k_0^2\varepsilon(r)h(r)\Phi(\theta) = 0 \tag{1.12}$$

En multipliant (1.12) par $\frac{r^2}{h(r)\Phi(\theta)}$ pour h et Φ non nuls, nous obtenons l'équation (1.13) :

$$\left(\frac{r^2}{h(r)}\frac{\mathrm{d}^2 h}{\mathrm{d}r^2} + \frac{r}{h(r)}\frac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}r}\right) + \frac{1}{\Phi(\theta)}\frac{\mathrm{d}^2\Phi}{\mathrm{d}\theta^2} + k_0^2\varepsilon(r)r^2 = 0 \tag{1.13}$$

Nous constatons alors qu'il est possible de séparer les variables directement dans l'équation (1.13) pour obtenir deux équations distinctes pour h et ϕ. En introduisant une constante m,

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

pour garder le couplage entre les deux équations, nous pouvons écrire :

$$\frac{1}{\Phi(\theta)}\frac{\mathrm{d}^2\phi(\theta)}{\mathrm{d}\theta^2} = -m^2 \tag{1.14}$$

$$\frac{\mathrm{d}^2h}{\mathrm{d}r^2} + \frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}r} + \left(k_0^2\varepsilon(r) - \frac{m^2}{r^2}\right)h(r) = 0 \tag{1.15}$$

Le signe devant m est choisi négatif afin d'avoir un comportement sinusoïdal suivant θ. La solution de l'équation (1.14) est alors de la forme :

$$\Phi(\theta) = C_m exp[j(\pm m\theta + \psi_m)] \tag{1.16}$$

C_m et ψ_m sont données par les conditions initiales pour une valeur de m donnée. Pour revenir à la signification physique de m, nous utilisons l'équation (1.16). Nous constatons alors que m, lorsque m est entier correspond au nombre de nœuds, ou de cycles, que possède un mode suivant la direction azimutale. Le cas où $m \in \mathbb{N}$, présuppose d'admettre la présence d'une solution possédant des modes de résonance. Le signe positif et négatif devant m indique qu'il est possible d'avoir une onde progressive dans les deux directions azimutales : dans le sens propagatif et contra-propagatif, les deux ondes étant théoriquement de même fréquence. Cet aspect aura une importance lorsque nous parlerons de la théorie des modes couplés et en particulier de la levée de dégénérescence entre ces deux modes 1.3.4.

Revenons à l'étude des modes en eux-mêmes. L'équation (1.15) est une équation de Bessel dont les solutions sont des combinaisons linéaires de fonctions de Bessels de premier et second ordre J_m et Y_m (voir Annexe sur les fonctions de Bessels 4.3). Comme la fonction de Bessel de second ordre Y_m diverge en 0 (annexe 4.3), elle n'est pas une solution physiquement réaliste à l'intérieur du cylindre. La seule fonction possible dans le disque est donc de la forme J_m. Les solutions à l'intérieur et en dehors du disque sont respectivement de la forme :

$$h(r < R) = A_m^1 J_m(\tilde{k_1}r) \tag{1.17}$$

$$h(r > R) = B_m^1 H_m^1(\tilde{k_2}r) \tag{1.18}$$

Avec H_m^1 la fonction de Hankel telle que $H_m^1 = J_m + iY_m$ correspond à la solution de l'onde propagative depuis le disque vers l'horizon. $\tilde{k_1}$,$i = 1,2$ correspondent respectivement au nombre d'onde dans le diélectrique et dans l'air. A_m^1 et B_m^1 sont des constantes imposées par les conditions aux limites dans le disque et à l'extérieur. La composante tangentielle du champ magnétique possède une discontinuité à l'interface égale au courant surfacique qui est supposé nul dans notre cas. On considère donc le champ magnétique comme continue à l'interface disque/air. Nous obtenons finalement le champ magnétique H_z qui s'écrit :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

$$H_z(r < R,\theta) = A_m J_m(\tilde{k_1} r) exp(\pm im\theta) \tag{1.19}$$

$$H_z(r > R,\theta) = \frac{A_m J_m(\tilde{k_1} R)}{H_m^1(\tilde{k_2} R)} H_m^1(\tilde{k_2} r) exp(\pm im\theta) \tag{1.20}$$

Avec $A_m = A_m^1 C_m exp(i\psi_m)$. Enfin, en revenant aux équations de Maxwell, on peut écrire les composantes radiale et azimutale du champ électrique de la manière suivante :

$$E_r(r,\theta) = \frac{-m\omega\mu_0}{\tilde{n}(r)^2 k_0^2 r} H_z(r,\theta) \tag{1.21}$$

$$E_\theta(r,\theta) = \frac{-i\omega\mu_0}{\tilde{n}(r)^2 k_0^2} \frac{\partial}{\partial r} H_z(r,\theta) \tag{1.22}$$

Où $\tilde{n} = n + j\alpha$ est l'indice complexe du matériau incluant les pertes radiatives.

1.1.4 Modes de galerie TM

Nous appliquons la même démarche pour le champ électrique E_z afin d'expliciter l'expression du champ magnétique des modes TM. E_z vérifie aussi l'équation de Helmholtz (1.23) :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + k_0^2 \varepsilon(r) \right) E_z(r,\theta) = 0 \tag{1.23}$$

Nous pouvons donc appliquer le principe de séparation des variables et nous obtenons le résultat analogue au mode TE :

$$E_z(r < R,\theta) = A_m J_m(\tilde{k_1} r) exp(\pm im\theta) \tag{1.24}$$

$$E_z(r > R,\theta) = \frac{A_m J_m(\tilde{k_1} R)}{H_m^1(\tilde{k_2} R)} H_m^1(\tilde{k_2} r) exp(\pm im\theta) \tag{1.25}$$

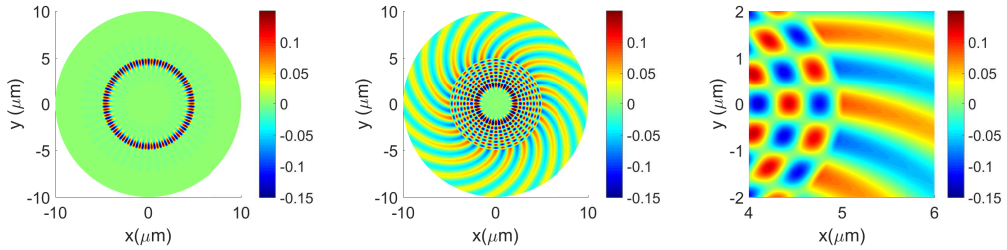
En revenant aux équations de Maxwell, nous pouvons déterminer l'expression des composantes radiale et azimutale du champ magnétique :

$$H_r(r,\theta) = \frac{m}{\omega\mu_0} E_z(r,\theta) \tag{1.26}$$

$$H_\theta(r,\theta) = \frac{i}{\omega\mu_0} \frac{\partial}{\partial r} E_z(r,\theta) \tag{1.27}$$

Ces équations nous permettent de décrire la répartition spatiale des modes électromagnétiques dans un disque diélectrique. L'expression du champ théorique est relativement simple. Suivant la variable r, la composante axiale du champ électrique est égale à une fonction de Bessel de premier ordre à l'intérieur du disque et une fonction de Hankel hors du disque. Cette variation axiale est modulée de manière azimutale par une sinusoïde variant en fonction de $m\theta$. En utilisant l'équation (1.24), nous pouvons visualiser la répartition des champs en les implémentant par exemple sous Matlab. Pour cela, nous considérons un disque de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) (b) (c)

FIGURE 1.5 – Profil du champ électrique E_z du mode TM pour un disque de 5 µm à une longueur d'onde de $\lambda = 1.55$ µm et l'indice de réfraction du carbure de silicium $n_{SiC} = 2.6$ µm (a) pour m = 46 (b) m = 20 (c) m = 20 agrandi sur le bord du disque.

10 µm de diamètre de SiC entouré d'air, semblable à ceux que nous caractériserons par la suite. Nous supposons par commodité A_m unitaire et nous nous plaçons à la longueur d'onde $\lambda = 1.55$ µm. Dans l'équation, le paramètre m est déterminé arbitrairement. En pratique, nous utilisons la relation (1.4) qui nous donne un ordre de grandeur du nombre de nœuds dans un disque à une longueur d'onde donnée. Sur les figures 1.5, nous affichons la répartition du champ pour différentes valeurs de m. L'image 1.5a correspond au mode fondamental TM dans le disque de SiC pour $m = 46$. Les images 1.5b et 1.5c montrent la répartition du champ pour un mode d'ordre supérieur, ici un mode TM possédant 8 lobes suivant la direction radiale simulé pour $m = 20$, la deuxième image correspondant à un agrandissement de la première. Pour plus de lisibilité, nous avons imposé la même échelle dans les deux configurations. Ceci met en évidence le fait que les pertes sont beaucoup plus importantes dans le cas où l'ordre radial augmente (ou de manière équivalente, lorsque m diminue). Nous voyons aussi l'allure en spirale de la lumière radiée qui est comme soumise à une inertie de rotation, justement le moment angulaire, ce qui met en évidence l'analogie avec le moment angulaire. Dans la section suivante, nous expliquons brièvement l'origine de ces pertes à l'aide d'un changement de variable et d'une analogie avec l'effet tunnel.

1.1.5 Pertes par diffraction et analogie quantique

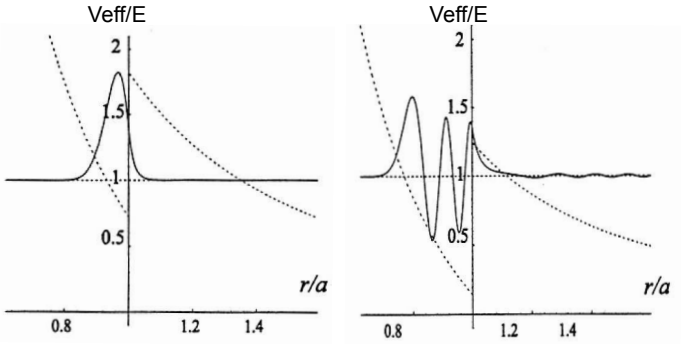
Les modes de galerie des résonateurs à géométrie sphérique possèdent intrinsèquement des pertes. Pour mettre en avant ce comportement, nous pouvons utiliser l'approche développée par W. Hansen [106, 107] et reprise dans les manuscrits de thèse de F. Treussart puis S. Trebao [108, 109]. Cette approche consiste à utiliser une autre séparation de variable pour aboutir à des équations de Bessel Riccati. Au lieu de considérer la séparation simple $H_z(r,\theta) = h(r)\Phi(\theta)$, nous effectuons le changement de variable $H_z = \frac{f(r)}{r}\boldsymbol{Y_m^l}(\boldsymbol{e_r})$ où f régit la distribution spatiale du champ suivant la composante radiale $\boldsymbol{e_r}$, $\boldsymbol{Y_m^l}$ correspond au terme des harmoniques sphériques et $\boldsymbol{e_r}$ est le vecteur unitaire radial. Si cette approche est moins intuitive, elle permet de réécrire l'équation d'onde pour la répartition spatiale radiale du champ f de la manière suivante (1.28) :

$$\frac{\partial^2 f}{\partial r^2}(r) + \left[k_0^2\varepsilon - \frac{m(m+1)}{r^2}\right] f(r) = 0 \tag{1.28}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

En posant $V_{eff} = k_0^2(1-\varepsilon) + \frac{m(m+1)}{r^2}$ et $E = k_0^2$, on obtient l'équation (1.29). Cette forme est analogue à l'équation de Schrödinger pour une particule de masse, M, d'énergie $E = \hbar^2 k_0^2/2M$ piégée dans un puits de potentiel effectif $V_{eff} = \frac{\hbar^2 k_0^2}{2M}\left[(1-n^2(r)) + \frac{m(m+1)}{r^2}\right]$. Ce potentiel représente la somme d'un potentiel attractif rectangulaire correspondant à l'indice du disque et à un terme répulsif analogue à la "barrière centrifuge", c'est-à-dire une contribution de l'effet centrifuge sur la particule (dans notre cas le moment angulaire sur le photon) qui l'empêche de se rapprocher du centre. L'image 1.6 extraite de [108], représente les potentiels effectifs et les fonctions d'onde radiales associées dans le cas d'un mode TE (m = 100) se propageant dans une sphère en silice de rayon $a = 10$ µm et d'indice n = 1.45. Sur la figure 1.6b, on voit notamment que le champs redevient oscillant, même après le bord du disque.

$$\frac{\mathrm{d}^2 f}{\mathrm{d}r^2}(r) - V_{eff}(r)f(r) = Ef(r) \tag{1.29}$$



(a) (b)

FIGURE 1.6 – Représentation des potentiels effectifs et de leur fonction radiale associée pour (a) E1 (mode fondamental) et (b) E5 (mode radial d'ordre 5) dans le cas d'un mode TE (m = 100) se propageant dans une sphère en silice de rayon a = 10 µm et d'indice N = 1.45. L'axe horizontal correspond au paramètre r/a. Réimprimé à partir de [108]

Ce potentiel effectif est aussi l'occasion de définir l'indice effectif n_{eff} d'un mode. Cette notion est fondamentale en optique et nous y ferons référence de nombreuses fois tout au long de ce manuscrit. Par définition, l'indice effectif quantifie la variation du retard de phase d'une onde se propageant dans un dispositif par rapport à la même onde propagée dans le vide et par unité de longueur d'une onde. Plus concrètement on peut dire que l'indice effectif est l'indice moyen *vu* par la lumière lorsqu'elle se propage dans un matériau non massif comme un guide, un cristal photonique ou un résonateur. C'est l'indice équivalent d'un matériau massif dans lequel la lumière se propagerait avec la même vitesse de phase. Il faut noter que l'indice effectif dépend naturellement de la longueur d'onde, mais aussi de la polarisation (TE ou TM) et de l'ordre azimutal mode. En particulier, l'indice est généralement inférieur pour un mode TM à un mode TE et diminue avec l'ordre radial. Il n'existe pas de formule analytique simple donnant l'expression de l'indice effectif d'un mode. Cependant, de nombreuses approches ou des méthodes numériques, comme le mode solver conçu à l'INL, peuvent donner des valeurs très précises de cet indice [110].

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

1.1.6 Le cas de la transformation conforme

Une méthode courante d'analyse des modes consiste à utiliser une transformation conforme [111]. Au lieu d'étudier comme précédemment le système en coordonnées cylindriques qui impose une formulations complexe des champs **E** et **H**, nous pouvons nous ramener à une propagation en coordonnées cartésiennes dans des guides droits en imposant un indice de réfraction du matériau variable. Pour cela, considérons la fonction $\mathbf{\Psi}$ qui remplace les fonctions **E** ou **H**. L'équation de Helmoltz en coordonnées cylindrique en trois dimensions s'écrit toujours :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \theta^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}+k_0^2\varepsilon(r)\right)\mathbf{\Psi}(r,\theta,z)=0 \tag{1.30}$$

Nous cherchons une solution de la forme $\mathbf{\Psi}(r,\theta,z)=\boldsymbol{F}(r,\theta)\boldsymbol{H}(z)$ avec $\boldsymbol{H}(z)\propto e^{(jk_z z)}$. L'équation en fonction de $\boldsymbol{F}$ peut alors s'écrire :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \theta^2}+(k_0^2-k_z^2)\varepsilon(r)\right)\boldsymbol{F}(r,\theta)=0 \tag{1.31}$$

Pour effectuer la transformation conforme, nous posons : $u=Rln(\frac{r}{R})$ et $v=R\theta$. Le changement de variable introduit le déterminant de la matrice Jacobienne J [112].

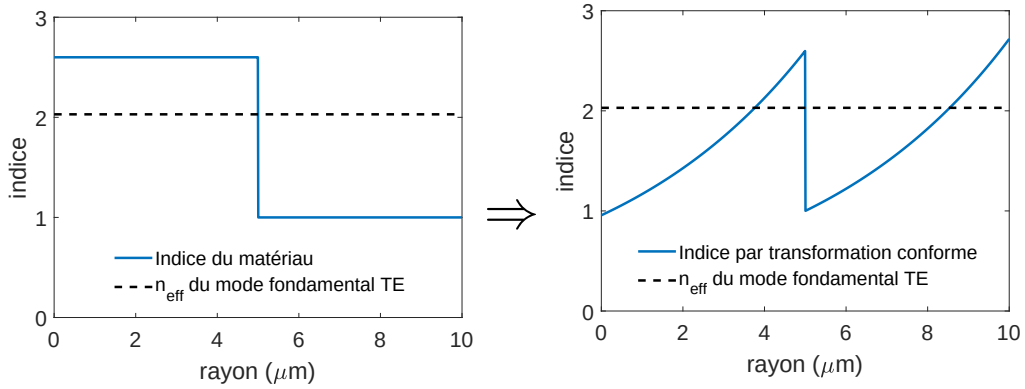
$$det(J)=\begin{bmatrix}\frac{\partial u}{\partial r} & \frac{\partial u}{\partial \theta} & 0\\ \frac{\partial v}{\partial r} & \frac{\partial u}{\partial \theta} & 0\\ 0 & 0 & 1\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\frac{1}{R}e^{(-u/R)} & 0 & 0\\ 0 & R & 0\\ 0 & 0 & 1\end{bmatrix}=e^{(-u/R)} \tag{1.32}$$

Le permittivité du matériau devient $\varepsilon'=\varepsilon\times 1/\sqrt{det(J)}=\varepsilon\times e^{(u/R)}$. L'équation (1.31) prend la forme suivante :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial u^2}+\frac{\partial^2}{\partial v^2}+(k_0^2-k_z^2)e^{(2u/R)}\varepsilon(u)\right)\boldsymbol{F}(u,v)=0 \tag{1.33}$$

Alors l'étude en coordonnées cylindrique du problème se ramène à une étude dans les coordonnées cartésiennes (u,v) mais avec un indice effectif qui varie de manière exponentielle avec u : $n_{conf}=n_{cyl}\times e^{(u/R)}$. L'indice en coordonnées cylindrique et l'indice conforme correspondant en coordonnés cartésiennes obtenu par transformation conforme sont ainsi affichés sur les figures 1.7a et 1.7b dans le cas d'un disque de carbure de silicium d'indice de réfraction $n=2.6$ et de rayon 5 µm. Sur la figure 1.7a, l'indice est constant dans les deux domaines, diélectrique et air, tandis que sur la figure 1.7b, on observe un comportement d'exponentielle croissante. L'indice effectif du mode fondamental est représenté en tirets noirs à titre de comparaison. On remarque qu'avec cette approche, nous identifions immédiatement l'existence d'un mode de fuite. L'indice dans l'air pour de grands rayons est en effet supérieur à l'indice dans le guide. Ceci indique que la lumière peut-être confinée dans le guide ou le disque mais qu'une partie de cette lumière peut se coupler avec les modes de fuites par analogie avec l'effet tunnel. Le couplage est alors d'autant plus important que la barrière de potentiel, ou ici d'indice, est faible. D'autre part, les modes d'ordre supérieur ayant un indice effectif plus

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) (b)

FIGURE 1.7 – (a) Indice du matériau dans le cas d'un disque de rayon 5 µet (b) indice obtenu par transformation conforme pour le même disque. L'indice croit de manière exponentielle de 1 au centre du disque jusqu'à la valeur de l'indice matériau, ici 2.6, à la limite du bord. On observe bien un phénomène de confinement au niveau du bord intérieur du disque, mais des pertes par équivalence à l'effet tunnel peuvent avoir lieu.

faible, on comprend aisément que la barrière de potentiel sera moins grande et que les pertes seront plus importantes que pour le mode fondamental. Nous retrouvons, ici, un profil très proche de la figure 1.6 et une interprétation similaire des modes de fuite.

1.2 Théorie des modes couplés

L'approche précédente exploite la théorie de Mie pour expliquer la répartition du champ des WMGs à l'intérieur d'un résonateur. Les fréquences des modes sont données par les valeurs propres de l'équation (1.10) tandis que la répartition de ces modes est donnée par les vecteurs propres de cette même équation. Cependant, en pratique, étant donnée la géométrie circulaire de ce type de résonateurs optiques et le fort confinement des modes, il est intrinsèquement difficile d'exciter les modes de galerie à partir d'une source extérieure. En particulier, il est presque impossible de coupler aux modes de galerie d'un résonateur parfait (i.e. sans rugosité et parfaitement sphérique) à partir d'une source en espace libre. Des démonstrations de couplage ont tout de même été réalisées, d'abord au Bell Labs en 1993 en utilisant les défauts de micro-disques [113]. Cela se fait alors au détriment du facteur de qualité. Une technique plus élaborée consiste à déformer le résonateur pour obtenir une forme sphéroïde ou oblate et à utiliser les modes de galerie chaotiques. Cette technique a été mise en évidence (encore une fois) au Bell Lab dans un article remarquable de 1998 [114]. D'autres démonstrations ont été depuis réalisées [115–118] sur le même type de résonateurs déformés. Le résonateurs dispose alors d'un diagramme d'émission, et a fortiori d'une excitation, qui devient directionnel tout en permettant un confinement important, voire même supérieur. L'article [119] publié en 2013 démontre par exemple qu'il est possible d'emmagasiner jusqu'à six fois plus d'énergie dans des résonateurs "chaotiques", c'est à dire légèrement déformés de manière à admettre l'existence de mode à répartition chaotique. De tels résonateurs, dont la distribution modale d'énergie est illustrée sur la figure 1.8, permettent un équipartition de l'énergie dans les différents modes admis. Une analogie avec le mouvement Brownien est

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

proposée par les auteurs dans lequel toutes les particules possèdent la même énergie. Ils affirment ainsi avoir démontré pour la première fois l'existence du premier principe de la thermodynamique dans le cadre de la photonique. Cette parenthèse met en lumière une nouvelle tendance qui émerge en photonique intégrée, mais aussi dans d'autres domaines comme en mécanique, de considérer de nouveaux dispositifs plus complexes. C'est par exemple le cas du démultiplexeur en longueur d'onde proposé par le groupe de Vučković dans [120] ou des dispositifs chaotiques comme ici, dans le but de trouver des systèmes plus performants mais de géométrie non-intuitive.

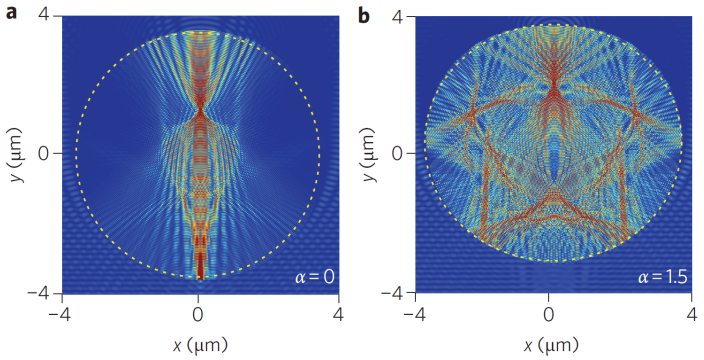


FIGURE 1.8 – Répartition de la densité d'énergie du champ magnétique H des modes de galerie chaotiques pour une sphère non déformée en (a) et pour une sphère déformée en (b). L'énergie emmagasinée dans la sphère (b) est presque 6 fois supérieure à celle dans la sphère non déformée.

Cependant, ces techniques de couplage en espace libre sont difficiles à mettre en œuvre et ne s'adaptent pas à tous les dispositifs. Encore maintenant, la méthode principale de couplage dans un micro-résonateur à géométrie sphérique consiste à utiliser le champ évanescent des modes de galerie. En effet, la géométrie sphérique de ces dispositifs s'accompagne inévitablement de pertes au niveau de la réflexion. Contrairement au cas du guide parfait, dans lequel la lumière est totalement confinée, une partie du champ est évanescent et peut interagir avec l'extérieur, et ce, même à considérer une rugosité nulle et un disque de grande taille devant la longueur d'onde. Ce phénomène est dû précisément aux pertes par diffraction étudiées précédemment 1.1.5 et est bien représenté sur la figure 1.5. En particulier, les photons peuvent s'échapper du puits de potentiel par effet tunnel visible sur la figure 1.6. De la même manière, des photons peuvent pénétrer à l'intérieur du disque depuis l'extérieur s'ils disposent des propriétés adéquates, en particulier, si la condition de phase est respectée. Il est donc possible d'exciter les modes de galerie à partir d'un dispositif externe comme un guide ou une fibre. Dans cette partie, nous développons la théorie des modes couplés qui décrit ce couplage entre un disque et un bus d'accès.

Nous nous plaçons dans un premier temps dans le cas d'un "all-pass resonator", c'est-à-dire le système représenté sur la figure 1.9. Il est composé d'un résonateur, dans notre cas un disque, et d'un bus d'accès supposé monomode (une fibre effilée dans notre cas) que nous assimilons à un guide droit. d est la distance séparant le disque du bus et R est le rayon du disque. t est le coefficient de transmission à l'intérieur de la fibre et κ le coefficient de transmission de la fibre vers le disque. Par symétrie, κ est aussi le coefficient de couplage du disque vers la fibre et donc t le coefficient de transmission à l'intérieur du disque. c représente

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

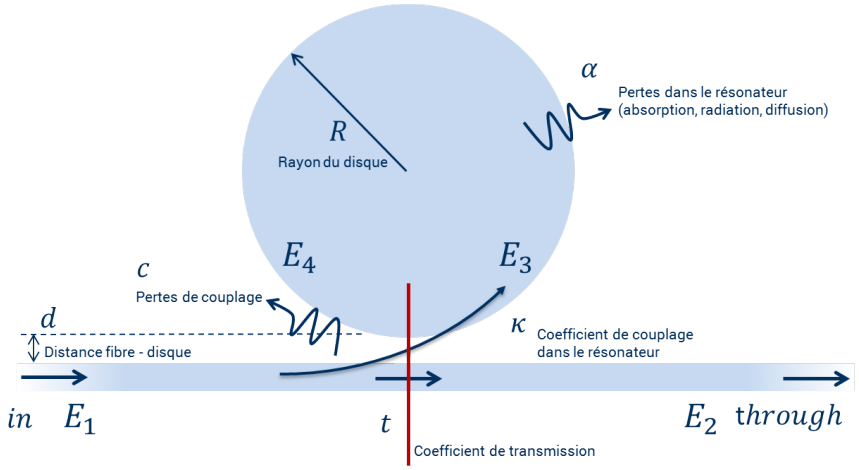


FIGURE 1.9 – Schéma d'un *all-pass resonator*. E_1 à E_4 représentent respectivement les champs à l'entrée de la fibre, à la sortie de la fibre, à l'entrée du disque, après un tour de disque. a correspond aux pertes dans le résonateur (intrinsèques) t correspond au coefficient de transmission, c représente les pertes de couplage parasite et κ le coefficient de couplage.

les pertes de couplage parasites causées par exemple par les imperfections de la fibre. On suppose aussi les coefficients t, κ et c indépendants de la longueur d'onde. Cette approximation est en général valable pour les micro-résonateurs possédant une longueur de couplage petite par rapport à la taille du disque, impliquant que la bande passante au niveau du couplage est beaucoup plus grande que la bande passante du résonateur lui-même. En appliquant la conservation de l'énergie dans l'hypothèse de pertes de couplages parasites nulles, nous obtenons : $|t|^2 + |\kappa|^2 = 1$. Nous considérons les pertes de propagation totales à l'intérieur du disque en utilisant une constante de propagation complexe : $\beta_{complexe} = \beta + i\alpha$ où β représente la constante de propagation $\beta = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda}$ et α correspond aux pertes linéaires. Nous supposons aussi qu'il n'y a qu'un seul port d'injection actif qui est le port *In*. Il n'y a donc pas de lumière provenant du port *Add*. La source est supposée cohérente pour permettre une construction des franges d'intensité (intensity build-up). Les équations sont définies ponctuellement au niveau de la barre rouge sur la figure. En réalité, le couplage est défini sur toute une longueur d'interaction entre le bus et le micro-disque mais peut être assimilé à un couplage ponctuel avec des coefficients moyens. Le champ E_4 est donc le champ dans le disque après la barre rouge et E_3 celui avant. De même, E_1 et E_2 sont respectivement les champs dans le bus avant et après la barre rouge. Le couplage et la transmission sont considérés en ce point. En supposant enfin qu'il n'y a pas de réflexions dues aux rugosités, on peut écrire les équations qui définissent le comportement du système.

Dans un premier temps, nous considérons le champ à l'intérieur du disque au niveau de la transition. Le champ E_4 est égal au champ E_3 multiplié par le terme de phase et les pertes :

$$E_3 = E_4 exp(i\beta 2\pi R - \alpha 2\pi R) = a.exp(i\Phi)E_4 \tag{1.34}$$

Avec a qui correspond aux pertes et Φ au déphasage. Étant donné que les équations ne sont pas modifiées en ajoutant un déphasage à l'origine, nous supposons le déphasage nul

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

au point de couplage. En effet, ajouter une phase à l'origine non nulle, n'aurait pour effet que de décaler le profil dans le résonateur. Nous considérons ensuite la matrice de couplage entre les quatre champs E_1 à E_4. Si l'on considère les pertes de couplage parasites c, nous obtenons la matrice de transfert suivante :

$$\begin{pmatrix} E_4 \\ E_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c.t & +jc.\kappa \\ +jc.\kappa & c.t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_3 \\ E_1 \end{pmatrix} \tag{1.35}$$

En insérant (1.34) dans (1.35), nous obtenons le rapport entre le champ transmis et le champ inséré :

$$\frac{E_2}{E_1} = c\frac{\sqrt{1-|\kappa|^2} - c.a.exp(i\Phi)}{1 - c\sqrt{1-|\kappa|^2}.a.exp(i\Phi)} \tag{1.36}$$

Ou à l'intérieur du résonateur :

$$\frac{E_4}{E_1} = \frac{j.c.\kappa}{1 - c\sqrt{(1-|\kappa|^2)}.a.exp(i\Phi)} \tag{1.37}$$

Les intensités respectives s'obtiennent en multipliant par le complexe conjugué. On obtient :

$$T = \frac{|E_2|^2}{|E_1|^2} = c^2\frac{(1-|\kappa|^2) - 2.c.a.\sqrt{1-|\kappa|^2}cos(\Phi) + c^2.a^2}{1 + c^2.(1-|\kappa|^2).a^2 - c.\sqrt{1-|\kappa|^2}.a.cos(\Phi)} \tag{1.38}$$

$$D = \frac{|E_4|^2}{|E_1|^2} = \frac{c^2.\kappa^2}{1 - 2.c\sqrt{1-|\kappa|^2}.a.cos(\Phi) + a^2.c^2.(1-|\kappa|^2)} \tag{1.39}$$

A partir d'une rapide étude de T et D, nous constatons que la résonance a lieu lorsque $\Phi = 2\pi N$ avec N un entier relatif, c'est à dire pour $\lambda = \frac{2\pi.n.R}{N}$. Nous retrouvons bien l'équation (1.4) qui établissait intuitivement une expression de la longueur d'onde de résonance. Dans ce cas, le minimum de transmission vaut :

$$T_{min} = c^2\frac{(1-|\kappa|^2) + c^2.a^2 - 2c.a.\sqrt{1-|\kappa|^2}}{1 + c^2a^2(1-|\kappa|^2) - 2c.a.\sqrt{1-|\kappa|^2}} \tag{1.40}$$

$$T_{min} = \left[c\frac{c.a - \sqrt{(1-|\kappa|^2)}}{1 - ca\sqrt{(1-|\kappa|^2)}}\right]^2 \tag{1.41}$$

Le minimum de transmission est donc nul si et seulement si :

$$T_{min} = 0 \Leftrightarrow c.a = \sqrt{1-|\kappa|^2} \tag{1.42}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette équation signifie que pour obtenir un creux de transmission égal à zéro, c'est à dire un régime de couplage critique (voir 1.3.3), il faut que le produit des pertes intrinsèques et de couplage soient égales au coefficient de transmission. Le maximum de transmission est lui obtenu lorsque $\Phi = \pi + 2\pi N$ et vaut :

$$T_{max} = c^2 \frac{(1-|\kappa|^2) + c^2.a^2 + 2c.a.\sqrt{1-|\kappa|^2}}{1 + c^2a^2(1-|\kappa|^2) + 2c.a.\sqrt{1-|\kappa|^2}} \tag{1.43}$$

$$T_{max} = \left[c \frac{c.a + \sqrt{(1-|\kappa|^2)}}{1 + ca\sqrt{(1-|\kappa|^2)}} \right]^2 \tag{1.44}$$

Si nous gardons l'hypothèse précédente $c.a = \sqrt{1-|\kappa|^2}$, alors nous obtenons comme valeur maximale :

$$T_{max} = c^2 \frac{4(1-|\kappa|^2)}{(2-|\kappa|^2)^2} \tag{1.45}$$

Toujours en gardant cette hypothèse, nous pouvons écrire l'intensité maximale et minimale à l'intérieur du disque :

$$D_{min} = \frac{c^2|\kappa|^2}{(1 + a.c.\sqrt{1-|\kappa|^2})^2} \tag{1.46}$$

$$\Rightarrow D_{min} = \frac{c^2|\kappa|^2}{(2-|\kappa|^2)^2} \tag{1.47}$$

$$D_{max} = \frac{c^2|\kappa|^2}{(1 - a.c.\sqrt{1-|\kappa|^2})^2} \tag{1.48}$$

$$\Rightarrow D_{max} = \frac{c^2}{|\kappa|^2} \tag{1.49}$$

$$\tag{1.50}$$

À l'intérieur du disque, l'intensité n'est pas normalisée. Elle n'est ni nulle au minimum d'intensité, ni égale à 1 au maximum. Pour avoir un contraste d'intensité maximum, on constate aussi qu'il faut que κ soit le plus faible possible. Cela signifie d'avoir une interaction entre le bus et le disque le plus faible possible. En effet, dans l'hypothèse extrême où κ est nul, c'est à dire pour un couplage nul, nous retrouvons le cas d'un résonateur isolé. Nous nous ramenons donc à la théorie de Mie pour laquelle les minima de résonance sont bien égaux à zéro. Nous remarquons aussi que si les pertes de couplages parasites sont supérieures au coefficient de couplage, alors l'intensité à l'intérieur du résonateur est supérieure à 1, c'est à dire supérieur à la puissance incidente. Ce phénomène est appelé *intensity build-up* ou *accumulation d'intensité*. Notons que la condition de couplage critique correspond également à une intensité maximale dans le résonateur. Cette condition est très importante afin de favoriser les effets non linéaires.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Nous avons implémenté les équations (1.38) et (1.39) dans le cas du couplage critique : $c.a = \sqrt{(1-|\kappa|^2)}$. Les intensités en transmission et dans le disque sont affichées figure 1.10a. Nous avons considéré un disque infini d'indice $n_{SiC} = 2.6$ de 10 µm de diamètre à des longueurs d'onde comprises entre 1500 nm et 1650 nm. Nous avons supposé un facteur de pertes a=0.86 ce qui équivaut à un facteur de qualité d'environ $Q = 560$. Cela permet une bonne visualisation des creux de résonance. Nous considérons des pertes de couplage parasites nulles, c'est à dire $c = 1$. Pour être en couplage critique, nous obtenons un coefficient de couplage d'environ $\kappa = 0.5$. Typiquement, en utilisant les équations précédentes (1.42) à (1.48) nous obtenons les valeurs : $T_{min} = 0$, $T_{max} = 0.9796$, $D_{min} = 0.0816$ et $D_{max} = 4$. Afin de visualiser les deux courbes, D et T, sur le même graphe, nous avons normalisé D par sa valeur maximale.

Sur la figure 1.10a en rouge, nous pouvons voir l'intensité transmise dans le bus et en bleue, la construction de résonance (intensity build-up) à l'intérieur du résonateur. Nous pouvons observer des creux de transmission en rouge correspondant aux pics de résonance en bleu. On observe bien un décalage au niveau de la transmission maximum et de l'intensité minimale dans le disque. A partir des équations et de ces courbes, nous allons pouvoir, dans la section suivante, identifier toutes les propriétés spécifiques aux résonateurs qui permettent de remonter aux paramètres du disque.

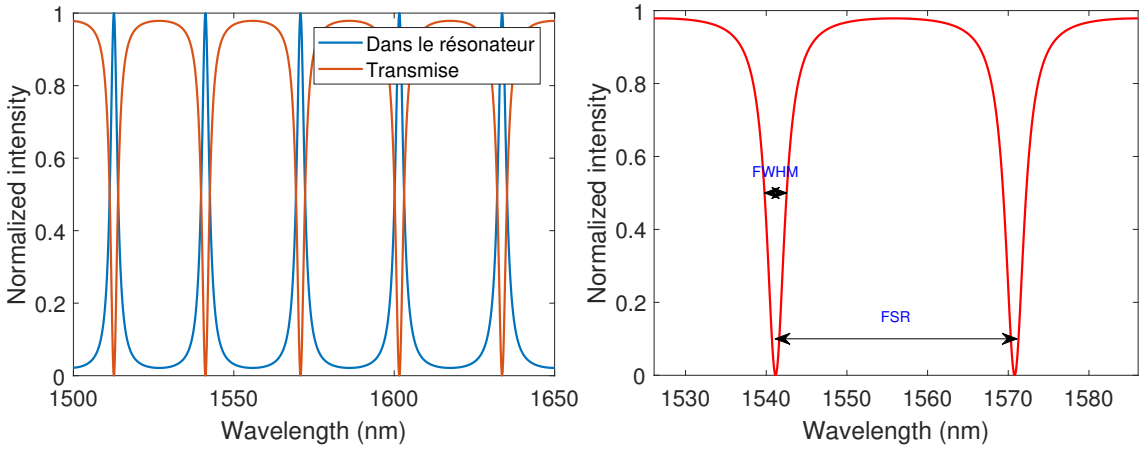


FIGURE 1.10 – (a) Profil de l'intensité transmise (rouge) et dans le résonateur (bleu) pour un disque de 15 µm de diamètre en SiC d'indice $n_{SiC} = 2.6$ (b) Agrandissement de deux résonances pour illustrer le FWHM et le FSR.

En nous replaçant cette fois dans le cas plus général d'un couplage non critique, c'est à dire $c.a \neq \sqrt{(1-\kappa^2)}$, nous cherchons à remonter aux valeurs du couplage c, a et κ. Plusieurs solutions s'offrent à nous selon les outils à notre disposition. Une méthode est par exemple d'utiliser la complémentarité entre le solver de mode et la FDTD, comme proposée par C. Arnaud dans sa thèse [121] permet d'obtenir les coefficients de couplages théoriques. Nous pouvons alors utiliser les valeurs du champ à l'intérieur du disque et la transmission en sortie de fibre. Disposant de 3 inconnues, a, c et κ, nous avons besoin d'au moins trois équations. Nous proposons d'utiliser les suivantes :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

$$C_T = T_{max} \times T_{min} = c^4 \frac{\left[(1-|\kappa|^2) - c^2.a^2\right]^2}{\left[1 - c^2.a^2.(1-|\kappa|^2)\right]^2} \tag{1.51}$$

En utilisant le fait que a, c et κ sont positifs et compris entre 0 et 1, nous pouvons alors écrire par exemple le coefficient de couplage :

$$|\kappa|^2 = 1 - \frac{c^2.a^2 - \pm c^2\sqrt{C_T}}{1 \pm c^4.a^2\sqrt{C_T}} \tag{1.52}$$

En utilisant le rapport $C_D = \frac{D_{max}}{D_{min}}$, nous obtenons :

$$c.a.\sqrt{1-|\kappa|^2} = \frac{\sqrt{C_D}-1}{\sqrt{C_D}+1} \tag{1.53}$$

Enfin, en utilisant le produit $S_D = D_{max} \times D_{min}$, nous obtenons :

$$c.a.\sqrt{1-|\kappa|^2} = \sqrt{1 - \frac{c^2|\kappa|^2}{\sqrt{S_D}}} \tag{1.54}$$

Ces trois équations nous donnent donc accès aux paramètres souhaités. Ce sont des équations non-linéaires qu'il est possible de résoudre par méthode d'approximation. Cependant, expérimentalement, nous n'avons pas accès aux valeurs de D_{min} et D_{max}. Une autre possibilité est de calculer a à partir du facteur de qualité obtenu grâce à la largeur à mi-hauteur de la résonance (que nous décrivons plus précisément dans la suite de ce chapitre). Nous fixons alors les pertes intrinsèques. Les pertes parasites et le coefficient de couplage sont obtenus en résolvant les équations pour T_{max} et T_{min}, (1.44) et (1.41) respectivement.

Cette étude théorique nous permet d'extraire les valeurs du coefficient de couplage, des pertes de couplage parasites et des pertes intrinsèques, en nous plaçant au plus proche des conditions expérimentales. Nous utiliserons ces résultats théoriques dans le chapitre 3 afin de déterminer les paramètres cités ci-dessus et d'extraire les propriétés de nos micro-résonateurs couplés à la fibre, en particulier, le coefficient de couplage et le facteur de qualité intrinsèque.

1.3 Propriétés des micro-résonateurs

A partir de la théorie des modes couplés et de la Théorie de Mie, nous pouvons expliciter un certain nombre de paramètres spécifiques de nos résonateurs qui permettent de décrire leurs propriétés. Nous décrivons dans cette section plus spécifiquement la largeur à mi-hauteur, le facteur de qualité et l'intervalle spectrale libre.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

1.3.1 Intervalle spectrale libre : FSR

L'intervalle spectrale libre (ou FSR pour Free Spectral Range) est spécifique à chaque WGM. Il est égal au décalage en longueur d'onde entre deux résonances successives d'un même mode radial comme illustré sur la figure 1.10b. Cette figure est un agrandissement de l'image de 1.10a sur deux résonances entre 1525 nm et 1585 nm. Nous mesurons, le FSR qui est ici égal à $FSR \approx 30$ nm environ. Connaître la position des différentes résonances est important car cela permet de remonter à l'indice effectif des modes. En effet, à partir de l'équation (1.4) :

$$\lambda = \frac{2\pi n_{eff} R}{m} \tag{1.55}$$

Nous cherchons l'évolution de cette équation en fonction du nombre de la résonance m. On dérive donc par m. Nous obtenons :

$$\frac{\partial \lambda}{\partial m} = 2\pi R \frac{\partial}{\partial m}\left(\frac{n_{eff}}{m}\right) \tag{1.56}$$

$$\frac{\partial \lambda}{\partial m} = 2\pi R \frac{m\frac{\partial n_{eff}}{\partial m} - n_{eff}}{m^2} = \frac{\lambda^2}{2\pi R n_{eff}^2}\left[\frac{2\pi R n_{eff}}{\lambda}\frac{\partial n_{eff}}{\partial \lambda}\frac{\partial \lambda}{\partial m} - n_{eff}\right] \tag{1.57}$$

$$\frac{\partial \lambda}{\partial m} = \frac{\lambda^2}{2\pi R n_{eff}}\left[\frac{2\pi R}{\lambda}\frac{\partial n_{eff}}{\partial \lambda}\frac{\partial \lambda}{\partial m} - 1\right] \tag{1.58}$$

Soit :

$$\frac{\partial \lambda}{\partial m}\left[\frac{2\pi R n_{eff}}{\lambda^2} - \frac{2\pi R}{\lambda}\frac{\partial n_{eff}}{\partial \lambda}\right] = -1 \tag{1.59}$$

Finalement, sachant que l'indice de groupe peut s'écrire comme $n_g = n_{eff} - \lambda\frac{\partial n_{eff}}{\partial \lambda}$, nous obtenons :

$$\frac{\partial \lambda}{\partial m} = \frac{\lambda^2}{2\pi R n_g} \tag{1.60}$$

Entre deux résonances, nous pouvons donc écrire :

$$FSR \approx \frac{\lambda_{res}^2}{2\pi R n_g(\lambda_{res})} \tag{1.61}$$

En connaissant le FSR à une longueur d'onde particulière, il nous est donc possible d'extraire la valeur de l'indice de groupe du mode : n_g. En utilisant plusieurs résonances successives, nous pouvons utiliser l'approche développée dans [110] permettant d'extraire l'indice effectif du mode, et donc, en utilisant le solveur de mode, de déterminer le mode résonnant.

Si on considère le développement à l'ordre 2 de l'indice effectif, nous pouvons écrire :

$$n_{eff} = a + b.\lambda + c.\lambda^2 \tag{1.62}$$

Alors l'indice de groupe peut s'écrire de la forme :

$$n_g = n_{eff} - \lambda\frac{\partial n_{eff}}{\partial \lambda} = a - c\lambda^2 \tag{1.63}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

On considère donc deux FSR différents, entre des résonances λ_k et λ_{k+1} et entre les résonances λ_m et λ_{m+1}. Alors les FSRs peuvent s'écrire :

$$a - c\lambda_m = \frac{\lambda_m^2}{2\pi R.FSR(\lambda_m)} \tag{1.64}$$

$$a - c\lambda_k = \frac{\lambda_k^2}{2\pi R.FSR(\lambda_k)} \tag{1.65}$$

$$c = \frac{1}{\lambda_m - \lambda_k}\left(\frac{\lambda_m^2}{2\pi R.FSR(\lambda_m)} - \frac{\lambda_k^2}{2\pi R.FSR(\lambda_k)}\right) \tag{1.66}$$

$$a = \frac{1}{2}\left[c(\lambda_m - \lambda_k) + \frac{\lambda_m^2}{2\pi R.FSR(\lambda_m)} + \frac{\lambda_k^2}{2\pi R.FSR(\lambda_k)}\right] \tag{1.67}$$

Nous obtenons alors les coefficients de l'indice de groupe. Cependant, nous sommes intéressés par l'indice effectif. Pour cela, nous devons déterminer le coefficient b. Nous pouvons utiliser une troisième résonance m et l'équation (1.55). Nous obtenons donc :

$$b = \frac{m}{2\pi R} - \frac{a}{\lambda_m} - c.\lambda_m \tag{1.68}$$

L'inconvénient de cette méthode réside dans la détermination de l'indice m d'une résonance particulière, difficile à effectuer de manière précise en pratique.

1.3.2 Largeur spectrale à mi-hauteur : FWHM

La largeur spectrale à mi-hauteur (ou FWHM pour Full Width at Half Maximum) d'une résonance est, comme son nom l'indique, la largeur de la résonance à la moitié du pic de résonance. On parle rigoureusement de largeur spectrale à mi-creux (ou FWHD pour Full Width at Half Depth) pour un creux de résonance, mais les deux notations sont souvent confondues. Ce paramètre, visible sur la figure 1.10b, permet de caractériser la bande passante de la résonance. Cette notion est importante car elle est reliée au temps de vie des porteurs dans la cavité et donc au facteur de qualité de la résonance. Si l'on considère un champ électrique à la fréquence de résonance $E(t) = E_0 exp[-(\alpha - i.\omega_r).t]$ où $\alpha = 1/\tau$ correspond au temps de décroissance, inversement proportionnel au temps de vie des photons dans la cavité, alors l'intensité dans le domaine fréquentiel peut s'écrire :

$$|\tilde{E}(\omega)|^2 = |TF(E(t))|^2 = \frac{1}{\alpha^2 + (\omega - \omega_r)^2} \tag{1.69}$$

Le maximum d'intensité est alors égal à $1/\alpha^2 = \tau^2$. Immédiatement, on obtient la largeur à mi-hauteur qui est égale à $FWHM = \Delta\omega = 2\alpha = 2/\tau$. Dans nos expériences, c'est cette valeur, la largeur spectrale à mi-hauteu,r que nous utilisons pour caractériser le temps de vie des photons dans la cavité et donc le facteur de qualité de la résonance. On peut noter à partir de la relation précédente que, plus la largeur spectrale est étroite, plus le taux de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

décroissance est faible, et donc, à énergie donnée fixe, plus l'intensité du champ à la longueur d'onde de résonance est importante. Cet aspect rentre en résonance avec l'intensity build-up décrit plus tôt.

1.3.3 Facteur de qualité

Le facteur de qualité Q décrit la capacité d'un résonateur à confiner la lumière à une longueur d'onde donnée. Par définition, il est égal au rapport entre l'énergie stockée à l'intérieur du résonateur et l'énergie dissipée par ce dernier au cours d'un cycle.

$$Q \equiv 2\pi \left(\frac{Energie\ stockee}{Energie\ dissipee} \right)_{par\ cycle} \tag{1.70}$$

D'un point de vu expérimental, nous utilisons plus couramment l'expression en longueur d'onde ou en fréquence :

$$Q = \frac{\omega}{\Delta\omega} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \tag{1.71}$$

En posant $\tau \equiv \frac{2}{\Delta\omega} = \frac{Q}{\omega}$, nous retrouvons l'expression connue du facteur de qualité d'un circuit électrique où τ représente la constante de temps d'amortissement d'un circuit, et dans notre cas, la durée d'amortissement de l'énergie dans la cavité. C'est à dire le temps qu'il faut à la cavité pour que l'intensité soit égale à $\frac{1}{e}$ fois l'intensité initiale. On peut réécrire le facteur de qualité sous la forme [109, 122] :

$$Q = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda\alpha} \tag{1.72}$$

Où α correspond aux pertes linéaires de la manière suivante : $I = I_0 exp(-\alpha L)$, avec I_0 une intensité à l'origine et L une distance. Si l'on considère différentes sources de pertes, les pertes linéaires totales peuvent s'écrire comme la somme des différentes pertes :

$$\alpha = \sum_i \alpha_i \tag{1.73}$$

En insérant (1.72) dans (1.73), on voit immédiatement que les inverses des contributions au facteur de qualité se somment pour donner le facteur de qualité total :

$$\frac{1}{Q_{tot}} = \sum_i \frac{1}{Q_i} \tag{1.74}$$

Pour étudier l'origine des contributions au facteur de qualité, nous pouvons commencer par distinguer deux grandes sources de pertes. D'un côté, les pertes liées au résonateur en lui-même appelées pertes intrinsèques, et de l'autre, celles liées au couplage et au bus appelées pertes de couplages. Expérimentalement, nous mesurons la somme de ces deux contributions. Cependant, d'un point de vue théorique, il est possible de réaliser des études sur chacune des composantes prises individuellement. En commençant par les pertes intrinsèques, nous pouvons relever au moins trois sources : les pertes par radiation ou diffraction (α_{diff}) dues à

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

la courbure des bords, les pertes par absorption du matériau (α_{abs}) et les pertes par diffusion en raison des rugosités de surface (α_{rug}). Nous ajoutons à cela une source de pertes spécifique à notre design que sont les pertes par fuite à l'intérieur du pilier de silicium (α_{fuites}) et qui seront décrites plus loin dans le manuscrit. Les pertes intrinsèques peuvent donc s'écrire :

$$\alpha_{int} = \alpha_{diff} + \alpha_{abs} + \alpha_{rug} + \alpha_{fuites} \tag{1.75}$$

Et le facteur de qualité intrinsèque :

$$\frac{1}{Q_{int}} = \frac{1}{Q_{diff}} + \frac{1}{Q_{abs}} + \frac{1}{Q_{rug}} + \frac{1}{Q_{fuites}} \tag{1.76}$$

Il convient d'étudier indépendamment chaque source de pertes pour déterminer la prépondérance de chacune. Cette distinction est d'autant plus importante que nos simulations à l'aide du solveur de mode permettent de déterminer les pertes par radiation et par fuite dans le pilier pour un matériau d'absorption donnée sans rugosités.

Pertes par diffraction

Les pertes par diffraction α_{diff} sont causées par la courbure des bords du résonateur comme décrit dans la section 1.1.5. Comme précisé précédemment, ces pertes ont lieu par effet tunnel sous la barrière de potentiel causé par le saut d'indice entre le résonateur et son environnement. Treussart [108] donne une expression littérale approchée des pertes par radiation dans une sphère en fonction du mode étudié et des propriétés géométriques à partir des approches Eikonale et semi-classique. Nous avons fait le choix dans ce manuscrit de ne pas développer plus avant ces concepts car ils sont principalement pertinents dans l'étude des sphères ou sphéroïdes à fort facteur de qualité. Une étude très complète est donnée par exemple dans le manuscrit de Treussart ou dans celui de Trebao déjà cité [109]. A partir de ces approches, nous pouvons écrire le facteur de qualité diffracté comme :

$$Q_{diff} \approx \frac{l}{n} \cdot exp\left[2l \cdot g(1/n)\right] \times exp\left[-2\sqrt{n^2-1}\frac{n \cdot x - l}{n}\right] \tag{1.77}$$

où x est le paramètre de taille et vaut $x = 2\pi R/n$ et $g(u) = -\sqrt{(1-u^2) + argch(1/u)}$. Dans le cas des ordres radiaux faibles, le facteur de qualité peut se réécrire sous la forme :

$$Q_{diff} \propto exp\left[-2\frac{\sqrt{n^2-1}}{n}\left(\frac{l+\frac{1}{2}}{2}\right)^{1/3} \cdot A_p\right] \tag{1.78}$$

où p est l'ordre radial et A_p correspond à la p$^{\text{ème}}$ racine de la fonction d'Airy. A_p augmente avec p radial donc Q_{diff} décroit lorsque l'ordre augmente, c'est-à-dire pour les modes plus profonds. D'autre part, Q_{diff} évolue avec la polarisation comme :

$$Q_{diff} \propto exp\left[\frac{2P}{n}\right] \tag{1.79}$$

avec :

$$P = \begin{cases} n & (TE) \\ 1/n & (TM) \end{cases} \tag{1.80}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Pour un même mode radial, le facteur de qualité par diffusion du mode TM est donc légèrement inférieur à celui du mode TE. Ceci s'explique par la répartition différente du champ et entre autre, la plus faible composante radiale de la polarisation TE et donc la plus faible radiation ; dans notre cas, pour un mode résonant, $n \cdot x = l + 1/2$. Dans le cas d'une sphère de 10 µm de diamètre de SiC d'indice $n_{SiC} = 2.6$, si on reprend les deux cas des figures 1.5a et 1.5b, nous obtenons $Q_{diff} \approx 1.8 \times 10^{28}$ pour $l = 46$ mais seulement $Q_{diff} \approx 890$ pour le mode avec $l = 20$. L'effet des pertes par diffraction devient fortement limitant. Ceci est d'ailleurs visible sur l'image 1.5b où le champ diffracté est loin d'être négligeable. De manière usuelle, on peut considérer pour le mode fondamental que les pertes par radiation sont négligeables dès lors que $\frac{D}{\lambda} > 15$ [68]. Ce critère, donné par M. Gorodetsky & al. dans l'article sus-cité, a été établi pour le mode fondamental de sphères en silice. Il ne prend pas en compte l'indice effectif du mode ou, au moins, l'indice de réfraction du matériau. Sachant que les pertes par diffraction dépendent de l'indice effective du mode dans l'équation (1.77), une inégalité incluant n semble plus cohérente avec notre modèle. Le critère donné par M. Gorodetsky pour négliger les pertes par diffraction est $Q_{diff} > 10^{11}$. En approximant grossièrement l'équation (1.77), nous obtenons plutôt le critère suivant : $\frac{n \cdot D}{\lambda} > 10$ qui semble plus appropriée dans le cas de matériaux autres que la silice. Cela équivaudrait, dans notre cas, à une limitation du facteur de qualité dû à la diffraction du mode fondamental lorsque les diamètres sont inférieurs à 6 µm. Si nous inversons l'équation (1.77), nous obtenons des pertes par diffraction négligeables à partir d'un diamètre d'environ 5 µm ce qui est cohérent avec la valeur approchée précédente. Surtout, cette approximation correspond à ce que nous observons avec le solver de mode. De même, Borselli & al [123] considèrent que les pertes par radiation deviennent négligeables ($Q_{rad} > 10^8$) dès $R > 1.5$ µm dans des disques de silicium, ce qui est cohérent si l'on inclut l'influence de l'indice.

Nous retenons donc que les pertes par diffraction ne sont pas limitantes dans le cas du mode fondamental, mais peuvent l'être en revanche dans le cas des modes d'ordre supérieur. Il convient donc d'effectuer une étude précise des modes pouvant se propager dans le disque. Cette étude est détaillée dans la partie décrivant la conception des micro-disques 2.3.2.

Pertes par absorption

Les pertes par absorption α_{abs} sont souvent déterminantes dans la recherche de très hauts facteurs de qualité. Le choix du matériau et la qualité de la fabrication sont primordiales si l'on veut obtenir des facteurs de qualité permettant l'exploitation d'effets non linéaires. Qualitativement, nous pouvons distinguer deux types de pertes par absorption. Dans un premier temps, les pertes inhérentes au matériau en lui-même qui donnent la limite minimale des pertes par absorption. Ces pertes dépendent uniquement du choix du matériau. D'un autre côté les pertes causées par les défauts dans le dispositif apparaissant lors des étapes de fabrication. Ces défauts peuvent être à l'échelle atomique dans le cas d'un matériau cristallin, on parle alors de défauts ponctuels (lacunes, défauts interstitiel, substitution, etc) ou étendus, macroscopiques. Dans les deux cas, ces défauts peuvent entraîner des réflexions, des recombinaisons et des phénomènes de diffusion Rayleigh. Tous ces éléments dégradent le facteur de qualité. Ceci est particulièrement le cas pour le carbure de silicium. Considéré transparent aux longueurs d'onde d'étude (du proche au moyen infrarouge), les pertes par absorption sont supposées négligeables. Dans la littérature pourtant, une référence de 1993

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

démontre les plus faible pertes obtenues dans du 3C-SiC avec seulement 3 dB/cm dans du SiC sur SiO_2 [124] tandis que dans des dispositifs d'optique intégrée, les meilleurs résultats sont obtenus pour une structure 4H par Cardenas avec des pertes de 7 dB/cm [30]. Par comparaison, les pertes dans la silice sont de l'ordre de 0.2 dB/km [125]. Cardenas & al estiment à 0.3 dB/cm le minimum d'absorption dans un échantillon massif de 4H-SiC de haute qualité. Cette valeur étant la plus faible mesurée, nous la considérons comme la limite d'absorption intrinsèque pour le SiC. En pratique, et comme discuté dans la section 2.2, la croissance de SiC et particulièrement sur substrat de Si entraîne la formation de nombreux défauts. Ces défauts électriquement actifs [126] induisent des pertes spécifiques non pas au matériau en lui-même, mais dû à la croissance et à la qualité de l'épitaxie.

Le facteur de qualité lié aux termes d'absorption peut s'écrire de la manière suivante :

$$Q_{abs} = \frac{2\pi n}{\lambda \alpha_{abs}} \tag{1.81}$$

où α_{abs} correspond aux pertes linéaire en cm^{-1}.

Si l'on considère des pertes de 0.3 dB/cm, nous obtenons comme facteur de qualité maximum $Q_{abs} = 1.5 \times 10^6$. Nous pouvons dans un premier temps supposé que ce facteur de qualité est la limite haute due uniquement à l'absorption du matériau sans défaut. Même en considérant cette valeur haute, les pertes par absorption sont dominantes dans nos microdisques. Les défauts pouvant être importants, principalement pour des épaisseurs de SiC faibles, comme dans notre cas (ces derniers se forment principalement à l'interface SiC/Si), nous nous attendons en pratique à des pertes supérieures.

De plus, les pertes par absorption peuvent être augmentées par la présence d'autres espèces, comme des poussières, de l'eau, etc. Gorodetsky [68] évoque par exemple l'adsorption d'OH^- à la surface de sphères de Silices. Ces limitations entrent en compte pour des facteurs de qualité ultra-haut de l'ordre du million car l'absorption de ces espèces est faible aux longueurs d'onde proche infrarouge. Nous négligeons logiquement cette contribution. En revanche, dans le moyen infrarouge, un certain nombre de liaisons peuvent se former qui ont une bande d'absorption importante dans notre gamme d'intérêt comme les liaisons Si-H, Si-O, Si-O_2. Les procédés de gravure au SF_6 peuvent aussi causer l'adsorption d'éléments fluor ou souffre pouvant entrainer de fortes pertes à ces longueurs d'onde (bande S-O_2 à 7.5 µm ou S-C_2 à 4.3 µm [127] par exemple). En effet même une très faible quantité de molécule peut avoir une signature spectrale forte dans le moyen infrarouge. Il conviendrait donc de caractériser l'absorption du matériau à ces longueurs d'onde.

Pertes par diffusion dues aux rugosités

Outre l'absorption, les pertes par diffusions α_{rug} représentent généralement une des contributions les plus limitantes au facteur de qualité. Jusqu'à présent, et c'est aussi le cas dans les simulations du solver de mode, nous avons considéré le facteur de qualité pour un disque aux flancs de gravure parfaits. Or, en pratique et comme nous pouvons le voir sur la figure 1.11b, les étapes de fabrication créent des rugosités qui peuvent être importantes. Ces dernières ont deux effets :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

— Le premier effet est analogue à celui des défauts : les rugosités entrainent une levée de dégénérescence des ondes contra-propagatives. Nous étudions plus en détail cet aspect dans la partie 1.3.4.
— Le deuxième effet découle immédiatement (mais pas uniquement) de l'optique géométrique. Les rugosités de surface modifient la normale au rayon incident. La lumière est, dès lors, diffractée hors du disque.

Enfin, comme pour les défauts, les rugosités peuvent jouer le rôle de pièges à photons et générer de la diffusion Rayleigh vers l'extérieur du disque. Ceci explique que la seule optique géométrique n'est pas suffisante pour quantifier ces pertes. Plusieurs études théoriques ont été menées sur le sujet. Nous basons notre approche sur celle de Gorodetsky [122] reprise par Borselli [123] qui est, selon nous, la plus complète. Cette étude est reprise dans la partie traitant de la levée de dégénérescence, mais nous en donnons ici un aperçu en considérant uniquement l'impact sur le facteur de qualité.

L'image 1.11c décrit schématiquement les propriétés des rugosités à la surface d'un microdisque. En pointillé, nous pouvons voir le rayon théorique du disque. En pratique, les procédés de gravure ne sont jamais totalement isotropes et des défauts plus ou moins importants apparaissent à la surface du disque. La variance de ces défauts est représentée par la grandeur σ et la longueur de corrélation par la grandeur B. Dans le cas où les défauts sont faiblement corrélés et que leur fonction de corrélation tend vers 0 lorsque les dimensions sont grandement inférieures à la longueur d'onde, c'est-à-dire dans le cas de défauts aléatoires, alors ces deux grandeurs sont suffisantes pour décrire l'influence des rugosités sur le facteur de qualité. L'étude est restreinte au cas du mode fondamental TE, mais peut être élargie aux autres polarisations ou aux autres modes. L'expression du facteur de qualité du à la diffusion peut s'écrire :

$$Q_{dif} = \frac{K_{TE}}{1 + K_{TE}} \frac{3\lambda^3 R}{8n\pi^2 B^2 \sigma^2} \tag{1.82}$$

où K_{TE} caractérise le ratio entre l'ensemble de la puissance diffractée pour tous les angles divisée par la puissance diffractée vers l'extérieur du disque.

Le modèle de Gorodetsky a la particularité de considérer qu'une partie des défauts diffracte la lumière vers l'intérieur du résonateur. Cette lumière n'est donc pas rigoureusement perdue, même si elle peut avoir un effet néfaste en créant des interférences négatives à l'intérieur du disque. Ce modèle semble être le plus abouti et est largement utilisé, [128–130]. Il est aussi celui qui favorise le plus le facteur de qualité théorique maximum atteignable car les pertes par diffusion sont diminuées du facteur $\frac{K_{TE}}{1+K_{TE}}$, $\mathrm{K_{TE}}$ étant de l'ordre de 2 à 10 selon l'amplitude RMS de la rugosité et le mode étudié. Typiquement, dans le cas d'une microsphère de silice $K_{TE} = 2.8$.

Pertes par fuite dans le pilier

Les pertes par fuites α_{fuites} dans le pilier ne sont généralement pas des pertes prises en compte dans les études théoriques. En effet, celles-ci se font généralement sur des structures de type disques avec un pilier de faible rayon, sphères ou anneaux, qui ne permettent pas à la lumière de fuir autrement que par diffraction. Cependant, dans notre cas, ces pertes sont

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

importantes étant donné que nous utilisons une géométrie de disque de SiC sur un substrat de Silicium plus fort indice. Dès lors que la lumière peut *percevoir* le pilier de Silicium, il est possible qu'elle se confine dans le Silicium, de plus fort indice que le SiC, et donc *fuit* dans le substrat.

Ces pertes sont en pratique à la fois simples et difficiles à modéliser. Difficiles, car il est en théorie nécessaire d'évaluer l'interaction entre le mode de galerie et le pilier pour déterminer les possibles fuites de ce premier. Simples, car en réalité, l'indice de Silicium étant beaucoup plus important que celui du carbure de Silicium, dès lors qu'il y a une interaction entre le Silicium et le mode de galerie, ce dernier fuit dans le pilier silicium. Pour schématiser, les pertes sont soit nulles lorsque le mode est bien confiné, soit extrêmement importantes lorsque le pilier interagit avec le mode. Dès lors les pertes dues aux fuites sont prépondérantes. Il est difficile de les évaluer théoriquement, mais nous parvenons à donner un ordre de grandeur du facteur de qualité dû aux fuites principalement à l'aide du solveur de mode. Cette étude sera développée dans la partie 2.3.2.

Modes de couplage

Toutes les contributions aux pertes décrites ci-dessus se rapportent au facteur de qualité intrinsèque. La dernière contribution affectant le facteur de qualité mesuré est associée au couplage entre le bus et le résonateur. Ces pertes de couplages, prises en compte dans le coefficient de couplage κ, sont par exemple traitées dans les articles [131–134]. Ces pertes peuvent être qualifiées d'*utiles* car elles sont nécessaires pour réaliser un couplage optimal entre le bus d'accès et le résonateur. A partir de la théorie des modes couplés, nous pouvons en effet montrer qu'à partie de l'équation (1.42), le minimum de transmission est nul si et seulement si le coefficient de couplage κ et les pertes dans le résonateur a vérifient l'équation $c.a = \sqrt{(1-|\kappa|^2)}$ avec c les pertes de couplage parasite.

Nous introduisons un facteur de qualité de couplage $Q_{couplage}$ tandis que l'ensemble des pertes intrinsèques sont regroupées sous le terme du facteur de qualité intrinsèque Q_{int}. Le facteur de qualité effectivement mesuré (parfois appelé *chargé* ou *loaded* en anglais) est la contribution de ces deux termes de la manière suivante :

$$\frac{1}{Q_{mesure}} = \frac{1}{Q_{int}} + \frac{1}{Q_{couplage}} \tag{1.83}$$

Outre le fait que la transmission ne s'annule pas lorsque le régime de couplage n'est pas critique, le facteur de qualité mesuré est plus ou moins impacté par le couplage en fonction du régime. Selon le rapport entre Q_{int} et $Q_{couplage}$, nous pouvons distinguer trois régimes :

- **Sous-couplage** $Q_{int} < Q_{couplage}$ Ce cas a généralement lieu lorsque la fibre ou le guide est trop éloigné du résonateur. Les pertes intrinsèques sont supérieures aux pertes extérieures. Le facteur de qualité mesuré peut-être proche du facteur de qualité intrinsèque, mais la transmission ne s'annule pas.
- **Sur-couplage** $Q_{int} > Q_{couplage}$ Dans ce cas, les pertes extrinsèques sont supérieures aux pertes intrinsèques. Le facteur de qualité mesuré est plus proche du facteur de couplage que du facteur de qualité intrinsèque et la transmission ne s'annule pas.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

— **Couplage critique** $Q_{int} = Q_{couplage}$ Le couplage critique est le cas idéal. Lorsque les pertes intrinsèques sont égales aux pertes extrinsèques, alors la transmission s'annule. Dans ce cas, le facteur de qualité intrinsèque est égal à deux fois le facteur de qualité mesuré.

1.3.4 Résonances doubles

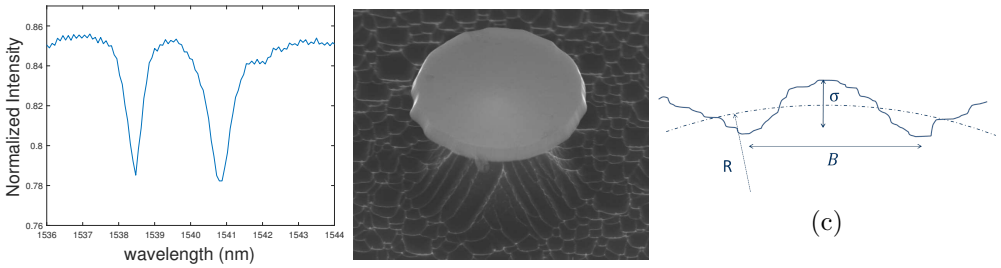
Le principe de levée de dégénérescence est commun dans le domaine de la physique. La dégénérescence consiste pour deux états à se retrouver au même niveau d'énergie. Dans certaines configurations, en raison de défauts ou à cause de contraintes géométriques, la dégénérescence peut être levée et deux états d'énergie distincts peuvent apparaitre. On peut penser par exemple à la levée de dégénérescence de la bande de valence d'un semi-conducteur entre les trous lourds et légers. Dans le cas des résonateurs optiques, un phénomène de dégénérescence peut aussi avoir lieu. En particulier, les ondes propagatives et contra-propagatives sont dites dégénérées et possèdent théoriquement la même énergie, donc la même longueur d'onde de résonance. Une rupture de la symétrie du dispositif entre ces deux ondes peut cependant lever cette dégénérescence amenant à la création de deux fréquences de résonance distinctes illustré figure 1.11a.

Lorsque l'on modélise le comportement de micro-résonateurs, on considère généralement le cas de résonateurs parfaits, symétriques et sans rugosités. En partant de cette hypothèse, les résonances obtenues sont des fonctions de Lorentz parfaites. En pratique, il est impossible de réaliser un tel résonateur parfait. Les défauts peuvent être insignifiants et impacter de manière négligeable le spectre de transmission. Mais des différences importantes par rapport au modèle théorique peuvent amener à la présence d'une résonance double. Plusieurs phénomènes peuvent être à l'origine de cette résonance. On pense naturellement aux rugosités [45] qui peuvent créer une levée de dégénérescence entre les modes propagatif et contra-propagatif. Mais d'autre phénomène comme ceux mis en évidence par S. Ramelow (du groupe de A. Gaeta et M Lipson) [135] peuvent prendre en compte le couplage entre différentes polarisations normalement orthogonales, ou entre différents ordres modaux [136]. Les rugosités, mais aussi d'autres perturbations, comme une fibre en contact avec le résonateur, créent une perturbation importante et peuvent entraîner une levée de l'orthogonalité entre différentes modes TE et TM et même un couplage entre ces deux polarisations. Dans cette section, nous résumons les phénomènes possibles dans notre configuration qui pourraient être à l'origine de la présence de résonances doubles.

Rétrodiffusion : Levée de dégénérescence entre les modes propagatif et contra-propagatif

Différentes approches existent pour modéliser le doublement de résonance entre les modes propagatifs et contra-propagatifs par rétrodiffusion [45, 123, 137–139]. Nous développons ici celle de B. Little & al [45] qui illustre simplement le phénomène et permet de modéliser le comportement du spectre à la résonance. Les défauts à la surface des micro-résonateurs induisent non seulement des pertes par diffusions qui diminuent le facteur de qualité des résonateurs, mais ils entraînent aussi des réflexions spéculaires à leur surface. Or, étant données la nature périodique des résonateurs cylindriques ou en anneaux, les modes propagatifs

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) (b) (c)

FIGURE 1.11 – (a) Double résonance observée expérimentalement sur des disques de 20 µm de diamètre en SiC (voir section 3.3.2) (b) disque de SiC possédant de fortes rugosités (c) modèle de rugosités aléatoires d'amplitude $r(z)$, crédit image [45]

et contra-propagatifs sont naturellement en phase. Il y a donc couplage entre ces modes et levée de dégénérescence au niveau de la résonance.

On considère ici un système all-pass classique comme illustré sur la figure 1.9. On suppose que la surface possède des rugosités comme celles visibles sur la figure 1.11b. Les conventions sont conservées. Ainsi, R est le rayon du disque, κ le coefficient de couplage. A la résonance, la lumière est transmise dans le guide supérieur vers la sortie. Dans un résonateur parfait, la fonction de transfert entre l'entrée et la sortie vaut 1. Pour estimer l'impact des rugosités, la première étape consiste à déterminer un coefficient de réflexion en fonction des rugosités. L'approche développée par M. Kuznetsov & al [140] et reprise par B. Little & al [141] considère les rugosités comme des antennes, c'est à dire des sources de courant volumique. On considère un champ électrique TE se propageant dans le résonateur avec une amplitude $E = E_z/Nexp(-j\beta z)$ où β est la constante de propagation dans le disque et N un coefficient de normalisation. Alors l'interaction entre le champ et les défauts considérés comme des antennes induit un courant d'expression :

$$J(z) = \varepsilon_0 \omega \delta n^2 E_z/Nexp(-j\beta z)hr(z)\delta(y)\delta(x) \tag{1.84}$$

On définit alors l'amplitude du champ contra-propagatif comme l'intégrale de recouvrement entre le courant et le conjugué du champ.

$$A_b = \frac{1}{N^2}\int_V J(z)E_z * exp(-j\beta z)dV \tag{1.85}$$

L'intégrale sur le volume consiste en une infinie coupe transverse et une longueur de disque arbitraire de L. Considérant que la puissance du champ réfléchi est de $P_b = |A_b|^2$ et puisque l'on a normalisé le champ à l'unité (donné arbitrairement par N), alors le coefficient de réflexion est définit par : $R^2 \equiv P_b$.

$$R^2 L^{-1} = C^2\sqrt{\pi}|r|^2 L_c exp(-\beta_r L_c) \tag{1.86}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

$$\frac{T_O}{T_I} = -j\frac{\kappa^2}{1 - t_k^2 A exp(-j\phi)} \tag{1.87}$$

$$A = \frac{t_r - t_k^2 exp(-j\phi)}{1 - t_r t_k^2 exp(-j\phi)} \tag{1.88}$$

En utilisant le modèle précédent et les équations (1.87), nous avons simulé l'influence des éléments de réflexion, qui peuvent être des rugosités, mais pas uniquement, dans un disque de 20 µm de diamètre proche de celui que nous étudions dans la section 3.3.2. Afin d'avoir une correspondance avec la double résonance de la figure 1.11a, nous avons utilisé un coefficient de couplage de $\kappa = 0.215$. Dans ce modèle, le coefficient de couplage influe uniquement sur le facteur de qualité. La courbe rouge de la figure 1.12a illustre une résonance dans le cas classique où il n'y a pas de défauts. Le facteur de qualité est de $Q = 2750$ pour une largeur spectrale de 0.56 nm. La transmission est alors égale à 0 à la longueur d'onde de résonance. Lorsque nous augmentons le coefficient de réflexion, pour $R = 0.045$, c'est à dire $R \approx \kappa^2$, l'interaction avec le champ devient importante. On observe alors une division de la résonance et une dégradation du facteur de qualité. Ensuite, sur la courbe verte, lorsque $R >> \kappa^2$, dans notre cas, pour $R = 0.19$, la dégénérescence est totalement levée. On observe deux résonances distinctes l'une de l'autre. Nous constatons aussi que la largeur à mi-hauteur est redevenue la même que pour la résonance simple. Le facteur de qualité est donc inchangé pour chaque résonance individuellement. En effet, le modèle de B. Little & al [45] prend en compte les réflexions et non les pertes dues aux défauts. En utilisant les bons paramètres, nous pouvons reproduire le facteur de qualité et le décalage en longueur d'onde entre les deux résonances de la figure 1.11a. Nous avons reproduit la courbe expérimentale et la courbe simulée sur la figure 1.12b. La transmission en revanche n'est pas reproduite ici. Dans le cas réel, deux facteurs au moins ne sont pas inclus dans le modèle présent : les pertes de couplage entre le guide et le disque et les pertes dues aux rugosités. Il est intéressant de noter que l'écart en longueur d'onde entre les deux résonances dépend du rapport $\frac{\kappa}{R}$. Si l'on connaît le coefficient de couplage, il est dès lors possible de déterminer l'importance des réflexions internes, et inversement. Une manière d'estimer l'importance des rugosités est ensuite d'utiliser l'approche de M. Borselli & al [123] qui introduit un analogue au facteur de qualité Q_β pour une résonance double défini de la manière suivante :

$$Q_\beta \equiv \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_{res}} = \frac{1}{\sqrt{(2)}\pi^{3/4}\xi}\left(\frac{V_d}{V_s}\right) \tag{1.89}$$

avec λ_0 la longueur d'onde de résonance du centre du doublet. λ_0 =1539.64 nm dans le cas de la figure 1.12b, et $\Delta\lambda_{res}$ est la différence de longueur d'onde entre les deux résonances. $\Delta\lambda_{res}$ =2.48 nm dans notre cas, ce qui correspond à $Q_\beta = 620.8$. V_d correspond au volume du micro-disque et ξ est la constante de contraste diélectrique relative défini comme :

$$\xi = \frac{\tilde{n}^2(n_d^2 - n_0^2)}{n_d^2(\tilde{n}^2 - n_0^2)} \tag{1.90}$$

Où $n_d \approx 2.6$ est l'indice de réfraction du SiC, $n_0 = 1$ celui de l'environnement, dans notre cas de l'air, et $\tilde{n}$ est l'indice effectif du mode [141]. Enfin, V_s est le volume effectif moyen des

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

diffuseurs, défini par :

$$V_s = \sqrt{RL_c}h\sigma_r \tag{1.91}$$

Avec L_c et σ_r définis précédemment comme la longueur de corrélation et la déviation standard de l'amplitude des rugosités. h est la hauteur du disque. Dans cette formule, la seule inconnue, une fois le mode (et donc l'indice effectif) déterminé est le produit $\sqrt{L_c}\sigma_r$. Cette expression Q_β est bien homogène à un facteur de qualité et permet de déterminer les cas où il y a splitting. Dans l'hypothèse $Q_\beta >> Q_i$, signifie que le doublement est négligeable devant la largeur à mi-hauteur. Il n'y a pas de doublement, le comportement est purement propagatif et contra-propagatif. En revanche, dans l'hypothèse $Q_\beta << Q_i$, le doublement est grand devant la largeur à mi-hauteur. On constate un doublement et un couplage entre les ondes propagatives et contra-propagatives. Ceci permet avec la connaissance de la rugosité du disque de savoir a priori si le disque présentera un des doublements, ou inversement, a partir de la courbe expérimentale d'estimer les rugosités. Si l'on continue avec l'exemple de la figure 1.12b, le mode correspond au TE_{40} d'indice effectif $\tilde{n} = 1.41$. On en déduit $\xi = 1.7$. Le disque possède un diamètre de 18.8 µm et une épaisseur de 500 nm. Cela amène à $V_d = 1.6 \times 10^{-16}$. On en déduit donc $\sqrt{L_c}\sigma = 2.76 \times 10^{-11} = 872\ nm^{3/2}$. Cette valeur est très grande. A titre de comparaison, Borselli étudie des doublets avec un paramètre $\sqrt{L_c}\sigma_r = 2.7nm^{3/2}$, soit plus de deux ordres de grandeur inférieurs.

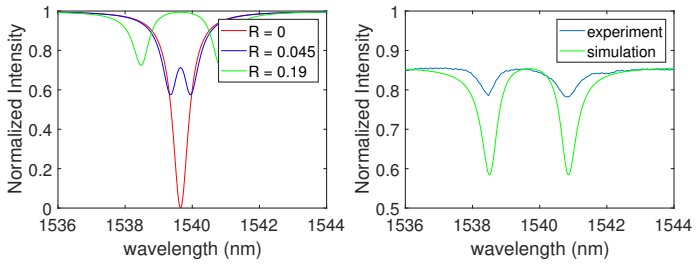
La fabrication des disques semblant de bonne facture, au moins sur certain des disques visibles dans la section 2.4, il est surprenant d'obtenir une rugosité si importante. Pour savoir si cette valeur est cohérente, nous pouvons utiliser l'expression du facteur de qualité par diffusion donné par Borselli & al. :

$$Q_{diff} = \frac{3\lambda_0^3}{8\pi^{7/2}n_0\delta n^2\xi}\left(\frac{V_d}{V_s^2}\right) \tag{1.92}$$

En utilisant la valeur de V_s obtenue précédemment, le facteur de qualité du à la diffusion serait de $Q_s \approx 206$. Cette valeur implique que le facteur de qualité total n'excéderait pas 206. Le facteur de qualité expérimental étant d'environ $Q \approx 2750$, Il y a une erreur dans l'approche actuelle.

L'erreur relève de l'attribution des seules rugosités au doublement de résonance. En réalité, si les rugosités jouent un rôle important, d'autres paramètres peuvent intervenir. Nous avons déjà évoqué plus haut les défauts dans le SiC. Cependant, l'élément qui nous apparaît prépondérant dans ce cas est la présence d'une perturbation forte causée par le contact direct de la fibre avec le micro-disque. Le doublement de résonance causé par le couplage en les résonance TE et TM dans des micro-disques est moins documenté, mais une approche est actuellement en développement à l'INL par Régis Orobtchouk en utilisant une approche perturbative. On peut tout de même noter que des doublement de résonance de l'ordre de quelques nanomètres ont été bien mesurés par exemple dans des disques présentant un défaut ponctuel volontaire de grande dimension, ici 3 nm de décalage en longueur d'onde pour un défaut d'une centaine de nanomètres dans l'article de S. Wang & al. [142]. Il est donc fortement probable qu'un dédoublement aussi important soit provoqué par la présence d'un défaut

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) (b)

FIGURE 1.12 – (a) Simulation de la levée de dégénérescence lorsque la rugosité augmente. Nous avons simulé un disque de 20 µm de diamètre et un coefficient de couplage de $\kappa = 0.215$. Les coefficients de réflexion sont de $R = 0$ (rouge), $R = 0.45$ (bleue) et $R = 0.19$ (vert). (b) Comparaison entre la double résonance expérimentale et la double résonance simulée pour les mêmes valeurs qu'en (a) avec un coefficient de réflexion de $R = 0.19$.

ponctuel. Comme nous n'observons pas de défauts de grande taille sur nos échantillons, la fibre en contact avec le disque est l'élément provoquant la dégénérescence. Le couplage entre les modes TE et TM induits par des défauts importants comme une fibre est en revanche documenté et fait l'objet de la prochaine partie.

Levée de l'orthogonalité entre les modes TE et TM

Le croisement évité ou avoided crossing correspond au phénomène de couplage entre deux modes radiaux qui entraînent la génération d'un mode à une nouvelle fréquence. Ce phénomène a été largement étudié pour des modes d'ordre différents mais de même polarisation en [131,136,143,144]. Cet effet de croisement de mode peut-être bénéfique dans l'initialisation des peignes de fréquence, en particulier en régime linéaire, comme démontré par le groupe de A. Weiner dans les références précédentes. Cependant, pour cela, il est nécessaire de contrôler très précisément la dispersion de ces modes. Dans la majorité des cas, le couplage de mode a un effet négatif sur la génération de peignes de fréquence. Une étude plus développée de ce phénomène est proposée dans la partie 2.3.2. Dans le cas présent, nous nous concentrons sur le phénomène que nous observons dans nos micro-disques, c'est à dire un couplage ou avoided mode crossing entre deux polarisations différentes. Cet effet est documenté par exemple dans les articles [135,145–149]. Contrairement à un guide droit parfait dans lequel les modes TE et TM sont orthogonaux, dans des guides courbes ou des micro-disques, les deux polarisations ne sont plus strictement orthogonales. On parle alors de modes quasi-TE et quasi-TM (que nous continuons à appeler TE et TM par commodité). Les deux polarisations peuvent donc interagir, échanger de l'énergie ou se coupler. Melloni & al. dans l'article [149] présentent un formalisme mathématique qui décrit la rotation d'une polarisation vers une autre, c'est-à-dire l'échange d'énergie depuis un mode vers le mode quasi-orthogonal. Ils démontrent que cet effet est d'autant plus important que le disque présente un faible rayon de courbure, de fortes rugosités, un fort contraste d'indice et un élément qui rompt la symétrie du dispositif. Autant d'éléments que possèdent nos micro-disques. La fibre effilée impose une interaction forte entre le disque et un élément extérieur. La différence d'indice entre le disque de SiC et son environnement, l'air, est de 1.69 environ, et nos disque de faible rayon, 5 µm possèdent des rugosités importantes comparativement à d'autres technologies comme la filière silicium.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Une manière de modéliser le système développé par A. Melloni & al. consiste à utiliser la théorie des modes couplés dans laquelle les modes quasi-TE et quasi-TM peuvent s'exprimer comme la superposition de deux modes hybrides non couplés. La matrice de couplage entre ces modes peut alors s'écrire de la manière suivante :

$$\boldsymbol{T}_b = z^{-1}\begin{bmatrix} cos\Phi - jRsin\Phi & -jSsin\Phi \\ -jSsin\Phi & cos\Phi + jRsin\Phi \end{bmatrix} \tag{1.93}$$

Avec $z^{-1} = \alpha_t exp(-jL(\beta_{TE} + \beta_{TM})/2)$, α_t étant les pertes linéaires par rotation et L la longueur du résonateur, $R = \Delta\beta/2\delta$, $\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM}$, $\delta = (\Delta\beta^2/4 - \kappa_p^2)^{1/2}$ et κ_p est le couplage entre les deux modes.

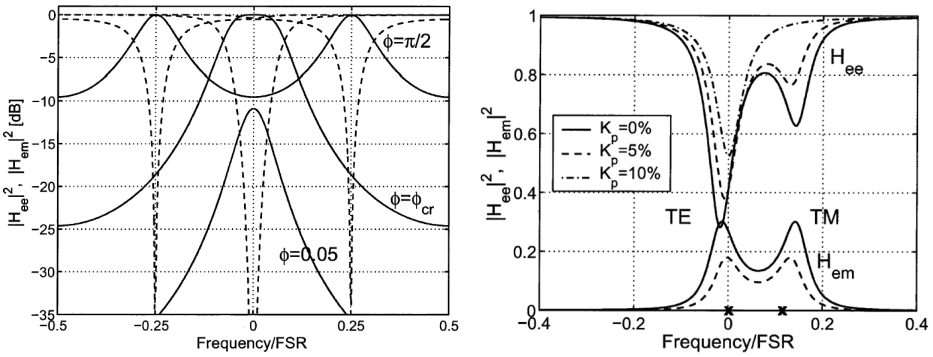
$$H_{mm}^{ee}\frac{rz^{-2} - (1+r^2)z^{-1}cos\Phi \pm jRt^2z^{-1}sin\Phi + r}{1 + r^2z^{-2} - 2rz^{-1}cos\Phi} \tag{1.94}$$

Où $-jt$ est le coefficient de couplage du champ et r est le coefficient de transmission. Alors la fonction de transfert entre les deux modes TE et TM peut s'écrire de la manière suivante :

$$H_{em}^{me}\frac{jSt^2z^{-1}sin\Phi}{1 + r^2z^{-2} - 2rz^{-1}cos\Phi} \tag{1.95}$$

Les images 1.13a et 1.13b montrent le comportement théorique des modules de H_{ee} et de H_{em} à gauche pour un résonateur sans pertes et sans biréfringence et à droite pour un résonateur avec des pertes et une biréfringence. On voit en particulier sur la 1.13b le couplage entre les modes TE et TM et la dissymétrie d'intensité entre les deux composantes. Ce comportement est très proche de celui que nous observons expérimentalement dans nos propres disques. La figure 1.14 montre la confirmation expérimentale de ce couplage entre les modes TE et TM.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) (b)

FIGURE 1.13 – (a) Représentation de $|H_{ee}|^2$ (en traits pleins) et $|H_{em}|^2$ (en tirets) dans le cas d'un résonateur sans pertes avec $t^2 = 0.5$ et $\Delta\beta = 0$ pour trois valeurs de Φ. (b) Représentation de $|H_{ee}|^2$ (en traits pleins) et $|H_{em}|^2$ (en tirets) dans le cas $t^2 = 0.5$, avec des pertes de $\alpha_t = 0.25$ dB/tour, pour un FSR de 100 GHz et une biréfringence de 10^{-4} pour trois valeurs de polarisation K_p. Crédit [149]

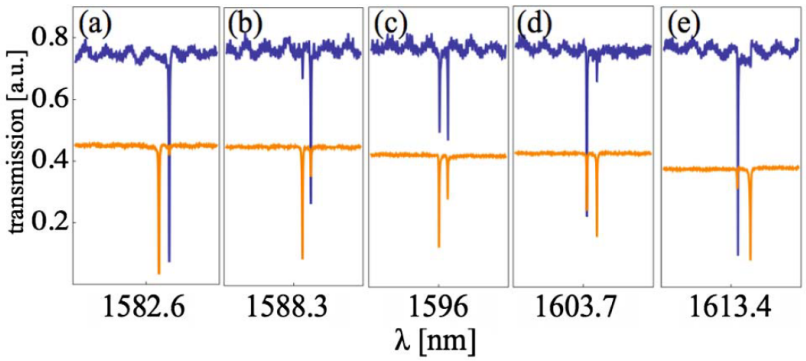


FIGURE 1.14 – (a)-(e) Spectre de transmission pour la polarisation TM_{00} (bleu) et TE_{00} (orange). L'apparition d'une résonance TE pour un signal d'entrée TM et vice-versa, indique un comportement d'avoided crossing vers 1595 nm. Crédit [135]

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

1.4 Micro-résonateurs et optique non-linéaire

Les micro-résonateurs à géométrie circulaire sont largement utilisés dans les procédés d'optique non-linéaire. L'accroissement de l'intensité (intensity build-up) dû au confinement temporel et le faible volume modal de ces dispositifs permettent d'exhaler les effets non-linéaires tandis que la circulation de la lumière à l'intérieur du résonateur permet d'augmenter la longueur effective des interactions. Ces propriétés ont rapidement été exploitées pour des phénomènes d'optique non-linéaire [38, 59, 93, 95, 102, 104, 150–155]. Dans cette partie, nous nous concentrons sur les phénomènes en relation avec cette thèse, c'est-à-dire les commutateurs optique - qu'ils soient thermiques ou par effet Kerr - et les peignes de fréquence.

1.4.1 Une introduction à l'optique non-linéaire

L'optique non-linéaire est l'étude de phénomène subséquent d'une modification des propriétés optiques d'un système matériel par la présence même de la lumière [156]. Cette définition succincte de R. Boyd résume parfaitement le champ d'étude de l'optique non-linéaire. La modification des propriétés optiques d'un matériau peut avoir lieu en raison de l'interaction des photons avec ce matériau par différents biais. Cette interaction peut se faire avec des électrons, avec des atomes ou avec des phonons, entraînant autant de phénomènes non-linéaires et d'applications potentielles différentes. Dans cette thèse, nous nous focalisons sur deux types d'interactions : d'un côté, les effets non-linéaires thermiques que nous développons plutôt dans la partie 1.4.2 traitant des commutateurs thermo-optiques ; de l'autre, les interactions que l'on entend généralement lorsque l'on parle d'optique non-linéaire que sont les phénomènes non-linéaires ultra-rapides correspondant à la déformation du nuage électronique autour du noyau. C'est pas exemple le cas des effets Kerr ou Pockels.

Pour introduire ces phénomènes d'optique non-linéaire, l'approche classique est généralement de partir de la polarisation du matériau à un instant t [125, 156]. Si on considère un matériau homogène et isotrope plongé dans un champ électromagnétique de pulsation ω, alors les électrons liés en périphérie des atomes vont subir un mouvement oscillatoire de même pulsation. Le matériau possède dès lors une polarisation. C'est le comportement *non-linéaire* de cette dernière vis-à-vis de la lumière qui va donner lieu à des phénomènes exploitables. En première approche, considérons que la réponse du milieu est instantanée, ce qui est proche de la réalité pour les effets électroniques, nous pouvons alors écrire la polarisation comme une série de puissance du champ électrique :

$$P(t) = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + ... \right) \tag{1.96}$$

où ε_0 est la constante diélectrique du vide et $\chi^{(i)}$ est la susceptibilité diélectrique d'ordre i du matériau qui décrit les propriétés diélectriques de ce dernier. Plus précisément $\chi^{(2)}$ et $\chi^{(3)}$ décrivent les susceptibilités de second et de troisième ordres. Rigoureusement, le champ $\boldsymbol{E}$ étant vectoriel, $\chi^{(i)}$ est un tenseur d'ordre $i+1$. De plus, nous avons supposé ici des phénomènes dont la réponse est instantanée, ce qui correspond à un matériau sans perte et sans dispersion. Ceci est une bonne approximation au premier ordre mais n'est pas rigoureusement exact. Une description plus formelle est par exemple disponible dans le chapitre 1.3

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

du livre Nonlinear Optics de R. Boyd [156].

Pour revenir à l'équation (1.96), nous pouvons y différencier deux contributions de la polarisation : une contribution linéaire $P_L(t)$ et une non-linéaire $P_{NL}(t)$ de la manière suivante :

$$P(t) = P_L(t) + P_{NL}(t) \; avec \; \begin{cases} P_L(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t) \\ P_{NL} = \varepsilon_0 (\chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + ...) P_{NL}(t) \end{cases} \tag{1.97}$$

Cette distinction s'explique, entre autre, en raison de la différence d'échelle entre les effets observés. Typiquement dans des matériaux condensés, $\chi^{(2)}$ est de l'ordre de $\chi^{(1)}/E_{at}$ et $\chi^{(3)}$ de l'ordre de $\chi^{(1)}/E_{at}^2$ avec $E_{at} \approx 5.14 \times 10^{11}$ V.m^{-1}, la force du champs électrique atomique. Sachant que $\chi^{(1)}$ est de l'ordre de grandeur de l'unité, nous obtenons $\chi^{(2)} \sim 2 \times 10^{-12}$ m.V^{-1} et $\chi^{(3)} \sim 4 \times 10^{-24}$ m^2.V^{-2}. Évidemment, ces valeurs dépendent fortement du matériau utilisé, mais restent une estimation permettant d'expliquer l'importance relative des effets. Ceci implique que pour des puissances relativement faibles, les contributions non-linéaires sont négligeables en comparaison des contributions linéaires. La polarisation peut alors être considérée comme uniquement linéaire vis-à-vis du champ électrique E. En revanche, à forte puissance, le comportement non-linéaire revêt une importance croissante. Le poids relatif de chaque contribution (ordre) non-linéaire augmente aussi avec la puissance optique : d'abord les effets d'ordre deux, puis à plus haute puissance ceux d'ordre trois, et ainsi de suite.

Ces non-linéarités sont à l'origine de nombreux phénomènes qui peuvent dégrader les signaux ou, lorsqu'elles sont utilisées à bon escient, être la source de multiples fonctionnalités. Typiquement, les effets d'ordre deux liés au $\chi^{(2)}$ permettent la génération de seconde harmonique, la somme et la différence de fréquence ou encore l'effet électro-optique, autant de processus dont nous trouvons des applications en télécommunications, en médecine, en imagerie et dans bien d'autres domaines. Étant donné la finalité de notre étude qui est la génération de sources larges bandes, nous nous intéressons plus précisément aux phénomènes d'ordre trois appelés effets Kerr, liés au $\chi^{(3)}$.

Pour identifier les différents phénomènes non-linéaires possibles, et notamment, ceux d'ordre trois existant, une méthode simple est de réaliser le développement mathématique de la polarisation. Considérons un matériau plongé dans un champ électromagnétique possédant trois composantes harmoniques distinctes $\omega_1 \neq \omega_2 \neq \omega_3$. Le champ électrique complexe peut s'écrire :

$$\sum_{k=1,2,3} E_k = \frac{1}{2} \sum_{k=1,2,3} (E_{\omega_k}(\boldsymbol{r},\omega_k) e^{-i\omega_k t} + cc) \tag{1.98}$$

Alors la composante d'ordre trois de la polarisation s'écrit elle-même de la manière suivante :

$$P^{(3)}(t) = \sum_k P(\omega_k) e^{-i\omega_k t} \tag{1.99}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Développer la somme et regrouper les termes correspondant à chaque fréquence nous permet d'identifier plusieurs contributions :

$$P(\omega_1) = \frac{3}{4}\varepsilon_0\chi^{(3)}|E_{\omega_1}|^2E_1 \qquad (SPM) \qquad (1.100)$$

$$P(\omega_1) = \frac{6}{4}\varepsilon_0\chi^{(3)}|E_{\omega_2}^2 + E_{\omega_3}^2|E_1 \qquad (XPM) \qquad (1.101)$$

$$P(3\omega_1) = \frac{1}{4}\varepsilon_0\chi^{(3)}(E_{\omega_1}^3 e^{-i3\omega_1 t} + c.c.) \qquad (THG) \qquad (1.102)$$

$$P(2\omega_1 + \omega_2) = \frac{3}{8}\varepsilon_0\chi^{(3)}(E_{\omega_1}^2 E_{\omega_2} e^{-i(2\omega_1+\omega_2)t} + c.c.) \qquad (FWM) \qquad (1.103)$$

$$P(2\omega_1 - \omega_2) = \frac{3}{8}\varepsilon_0\chi^{(3)}(E_{\omega_1}^2 E_{\omega_2}^* e^{-i(2\omega_1-\omega_2)t} + c.c.) \qquad (FWM) \qquad (1.104)$$

$$P(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3) = \frac{3}{4}\varepsilon_0\chi^{(3)}(E_{\omega_1} E_{\omega_2} E_{\omega_3} e^{-i(\omega_1+\omega_2+\omega_3)t} + c.c.) \qquad (FWM) \qquad (1.105)$$

$$P(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3) = \frac{3}{4}\varepsilon_0\chi^{(3)}(E_{\omega_1} E_{\omega_2} E_{\omega_3}^* e^{-i(\omega_1+\omega_2-\omega_3)t} + c.c.) \qquad (FWM) \qquad (1.106)$$

Chaque équation, de (1.100) à (1.106), correspond à un phénomène non-linéaire d'ordre trois différent. L'automodulation ou SPM (pour self phase modulation) correspond à la modification de la phase de l'impulsion au cours de sa propagation en raison du changement de l'indice optique induit par la lumière. Sachant que la fréquence s'écrit comme la dérivée de la phase par rapport au temps, cette modification de phase entraîne la génération de nouvelles fréquences. C'est un des phénomènes pouvant contribuer à la génération de sources large bande. La modulation de phase croisée ou XPM (pour cross phase modulation) relève du même phénomène mais lorsque le signal impacté n'est pas le même que le signal changeant l'indice. La génération de troisième harmonique ou THG (pour third harmonique génération) est, comme son nom l'indique, la génération d'une nouvelle fréquence correspondant au troisième harmonique, c'est à dire à $\omega = 3 \times \omega_1$. Enfin, le mélange à quatre onde consiste à la génération de nouvelles fréquences à partir d'une ou deux sources selon toutes les combinaisons possibles illustrées dans les équations (1.103) à (1.106). Dans le cas où une seule source est utilisée, on parle de mélange à quatre ondes dégénéré. C'est un des phénomènes principaux utilisé pour la génération de peigne de fréquence dont nous parlons dans la section 1.4.2.

Au cours de cette thèse, nous ne sommes pas parvenus à obtenir de phénomènes non-linéaires d'ordre trois, mais uniquement des effets non-linéaires thermiques. Pour cette raison, nous n'avons pas jugé pertinent de développer cette partie de façon importante. Nous introduisons tout de même un certain nombre d'éléments liés à l'optique non-linéaire afin de comprendre les motivations qui nous poussent à étudier des matériaux comme le carbure de silicium. Ainsi, nous présentons rapidement l'effet Kerr qui est un des effets non-linéaires d'ordre trois prépondérant pour la génération de source large bande. Nous introduisons ensuite l'absorption à deux photons qui est la principale limitation des effets non-linéaires. Afin de quantifier les phénomènes non-linéaires et, pour comparer des structures et des matériaux entre eux, nous présentons le facteur de mérite et le paramètre non-linéaire. Enfin, nous illustrons l'utilité des micro-résonateurs pour les phénomènes d'optique non-linéaire au travers de quelques applications visées par nos dispositifs comme le mélange à quatre ondes, la génération de peignes de fréquence et la commutation optique.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Indice non-linéaire Kerr

L'effet Kerr correspond à la modification de l'indice de réfraction par la lumière elle-même. C'est lui qui est à l'origine de l'automodulation de phase et de la modulation de phase croisée. Lorsque l'intensité lumineuse devient importante et que les effets non-linéaires d'ordre 3 deviennent significatifs, la polarisation liée au terme SPM peut s'écrire de la manière suivante $P^{NL}(\omega_1) = \frac{3}{4}\varepsilon_0\chi^{(3)}|E_{\omega_1}|^2E_{\omega_1} = \varepsilon_0\tilde{\chi}^{(1)}E_{\omega_1}$. Cette forme permet une analogie avec la partie linéaire de la polarisation en considérant une susceptibilité non-linéaire $\tilde{\chi}^{(1)} = \frac{3}{4}\varepsilon_0\chi^{(3)}|E_{\omega_1}|^2$. La conséquence est naturellement de définir un indice du matériau prenant en compte la somme d'une contribution linéaire et d'une contribution non-linéaire proportionnelle à $|E_{\omega_1}|^2$

$$\tilde{n} = n_0 + \tilde{n_2}|E_{\omega_1}|^2 \tag{1.107}$$

Réécrivons maintenant la polarisation totale du matériau, c'est-à-dire prenant en compte la somme des contributions linéaires et Kerr, en fonction d'une susceptibilité diélectrique effective χ^{eff} de la manière suivante :

$$P^{Total}(\omega_1) = \varepsilon_0\chi^{(1)}E_{\omega_1} + \frac{3}{4}\varepsilon_0\chi^{(3)}|E_{\omega_1}|^2E_{\omega_1} = \varepsilon_0(\chi^{(1)} + \frac{3}{4}\chi^{(3)}|E_{\omega_1}|^2)E_{\omega_1} \tag{1.108}$$

$$P^{Total}(\omega_1) = \varepsilon_0\chi^{eff}E_{\omega_1} \tag{1.109}$$

Avec $\chi^{eff} = \chi^{(1)} + \frac{3}{4}\chi^{(3)}|E_{\omega_1}|^2$.

Sachant que classiquement, l'indice du matériau peut s'écrire en fonction de la susceptibilité électrique comme $n^2 = 1 + \Re(\chi^{(1)})$, nous pouvons identifier l'indice $\tilde{n}^2 = 1 + \chi^{eff}$. Vient alors l'égalité suivante :

$$(n_0 + \tilde{n}_2E_{\omega_1})^2 = 1 + \chi^{(1)} + \frac{3}{4}\chi^{(3)}|E_{\omega_1}|^2 \tag{1.110}$$

En effectuant un développement linéaire du carré avec comme variable E_{ω_1} et après identification, nous obtenons :

$$\tilde{n}_2 = \frac{3}{8n_0}\Re(\chi^{(3)}) \tag{1.111}$$

Notons qu'en fonction des conventions sur E_ω et χ, nous pouvons obtenir la valeur 3/4 [156] ou 3/8 [125] pour $\tilde{n}^2$. En pratique, nous caractérisons l'indice non-linéaire en fonction de l'intensité lumineuse : $\tilde{n} = n_0 + n_2I$ avec $I = 2n_0\varepsilon_0c|E(\omega_1)|^2$. Dans ce cas la définition la plus courante de l'indice non-linéaire dans le domaine expérimental est :

$$n_2 = \frac{3}{4\varepsilon_0n_0^2c}\chi^{(3)} \tag{1.112}$$

L'indice non-linéaire n_2 d'un matériau caractérise l'amplitude du changement d'indice de réfraction et donc de l'effet Kerr en fonction de l'intensité de la lumière. En réalité, la susceptibilité dépend elle aussi de la longueur d'onde (les effets ne sont pas instantanés) et

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

c'est donc aussi le cas de l'indice non-linéaire. A titre d'indication, à une longueur d'onde de 1.55 µm, $n_2^{Si} = 4.5\times10^{-18}$ m^2.W^{-1} dans le silicium [157], $n_2^{3C-SiC} = 5.3\times10^{-19}$ m^2.W^{-1} dans le 3C-SiC [33] et $n_2^{SiO_2} = 2\times10^{-20}$ m^2.W^{-1} [158] dans la silice. A première vue, parmi ces trois matériaux, le silicium semble le plus prometteur en photonique non-linéaire. En réalité, d'autres paramètres peuvent entrer en jeux comme l'absorption non-linéaire (ou TPA pour Two Photon Absorption).

Absorption à deux photons

De même que l'indice d'un matériau peut inclure son absorption en adoptant une notation complexe, nous pouvons considérer la susceptibilité comme une grandeur complexe qui inclue des pertes non-linéaires. L'absorption au sens classique correspondent à l'absorption d'un photon par le matériau. De manière similaire, l'absorption non-linéaire correspond à l'absorption de plusieurs photons dont la somme des énergies est supérieure à l'énergie de la bande interdite.

Plus précisément les phénomènes liés aux non-linéarités d'ordre trois peuvent donner lieu à de l'absorption à deux photons ou TPA (pour Two Photon Absorption). Sous la forme dégénérée, deux photons de même énergie sont absorbés simultanément par le matériau et excitent un électron de la bande de conduction comme illustré sur la figure 1.15.

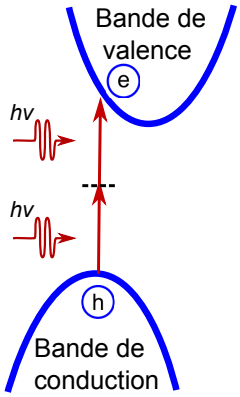


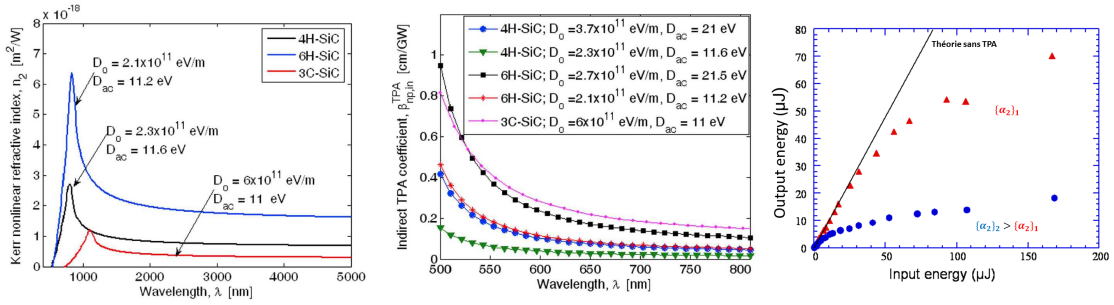
FIGURE 1.15

En utilisant la même approche que précédemment, et en considérant cette fois les susceptibilités comme des grandeurs complexes, nous pouvons écrire les pertes comme la somme de pertes linéaires et de pertes non-linéaires dues à l'absorption à deux photons : $\tilde{\alpha} = \alpha + \alpha_2|E_{\omega_1}|^2$. Sachant que les pertes par absorption s'écrivent $\alpha = \frac{2\pi}{\lambda}\Im(1+\chi)$ nous pouvons identifier l'absorption à deux photons comme :

$$\alpha_2 = \frac{-\omega}{c^2 n^2 \varepsilon_0}\frac{3}{2}\Im(\chi^{(3)}) \tag{1.113}$$

A titre d'indication, le calcul ab-initio de l'indice non-linéaire et de l'absorption non-linéaire du carbure de silicium (sous ses formes 3C, 4H et 6H) en fonction de la longueur

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) (b) (c)

FIGURE 1.16 – (a) Évolution de l'indice non-linéaire, (b) évolution de l'absorption à deux photons dans le carbure de silicium sous ses formes courantes (3C, 4H et 6H) en fonction de la longueur d'onde. Crédit [159] et (c) puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée en fonction de différentes valeurs de l'absorption à deux photons.

d'onde sont représentés respectivement sur les figures 1.16a et 1.16b issues de l'article de De Leonardis [159].

Ce phénomène d'absorption à deux ou à plusieurs photons a un impact négatif sur les processus d'optique non-linéaire. Il limite notamment la puissance de sortie de manière non-linéaire avec la puissance d'entrée. La figure 1.16c montre l'évolution typique de la puissance de sortie d'un matériau lorsque l'absorption à deux photons de celui-ci augmente. D'autre part, cette absorption multiphotons peut générer des porteurs qui dégradent d'autant plus l'efficacité des phénomènes non-linéaire [160]. Pour mesurer l'impacte de l'absorption multi-photons, le paramètre communément utilisé est le facteur de mérite.

Facteur de Mérite (FOM)

Les pertes non-linéaires limitent fortement l'efficacité des phénomènes non-linéaires dans un matériau. Ainsi, pour une intensité lumineuse donnée, un phénomène non-linéaire sera d'autant plus intense que l'indice non-linéaire sera grand mais aussi que l'absorption à deux photons sera faible. Un matériau à très fort n_2, mais possédant de fortes pertes non-linéaires ne sera pas nécessairement à privilégier face à un autre de plus faible indice non-linéaire, mais avec un α_2 négligeable. L'important est donc le compromis entre ces deux valeurs. Pour le quantifier et comparer des matériaux entre eux, nous pouvons introduire le facteur de mérite (ou FOM pour Figure of Merit) de l'absorption à deux photons. Cette dernière est définie comme : $FOM = \frac{n_2}{\alpha_2 \lambda}$. Ce paramètre traduit le potentiel non-linéaire d'un matériau à une longueur d'onde donnée. Plus le facteur de mérite est élevée et plus les effets non-linéaires de type Kerr sont importants.

Afin de maximiser ce facteur de mérite, une méthode est de s'affranchir de l'absorption à deux photons. Or, lorsque l'énergie de bande interdite est supérieure à deux fois l'énergie d'un photon, l'absorption à deux photons devient impossible. Ce comportement est illustré sur la figure 1.16b α_2 pour laquelle α_2 n'est calculé que jusqu'à 850 nm. Le facteur de mérite devient ainsi théoriquement infini. La forte large bande interdite du SiC et donc son fort facteur de mérite motive en partie notre choix d'utiliser ce matériau pour des applications

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

d'optique non-linéaire du proche au moyen infrarouge.

Le tableau 1.1 regroupe quelques propriétés non-linéaires de semi-conducteurs compatibles CMOS communs tels que le silicium, le nitrure de silicium, le silicium germanium ou le carbure de silicium. Nous indiquons l'indice non-linéaire n_2, la bande interdite E_g, l'absorption à deux photons α_2 et le facteur de mérite. Comme indiqué précédemment, l'absorption à deux photons est négligeable dans le carbure de silicium mais aussi dans le nitrure de silicium à $\lambda = 1.5$ µm. Dans le tableau, nous indiquons cela par $\alpha_2 \ll 1$. La TPA étant proche de zéro, le facteur de mérite pour l'absorption à deux photons est théoriquement infini.

Matériaux	n^2 $(10^{-18}m^2/W)$	E_g à 300 K (eV)	α_2 (cm/GW)	FOM à $\lambda = 1.5$ µm	référence
Si	3 - 6	1.1	0.4	0.8	[161, 162]
Si_3N_4	0.3 - 0.4	2.5 - 5	$\ll 1$	$\gg 1$	[163, 164]
$Si_{0.6}Ge_{0.4}$	0.75 - 6	0.9	1 - 3	0.3 - 0.9	[14, 15, 165]
3C-SiC	0.5 - 0.9	2.4 - 3.3	$\ll 1$	$\gg 1$	[28, 30, 33]

TABLE 1.1 – Quelques propriétés optiques non-linéaires de semi-conducteurs compatibles CMOS. Nous représentons l'indice non-linéaire n_2, la bande interdite E_g, l'absorption à deux photons α_2 et le facteur de mérite FOM.

Paramètre non-linéaire

Le paramètre non-linéaire est une grandeur donnant une indication de l'importance des effets non-linéaires à une longueur d'onde fixe, pour un matériau et une structure donnée. Il se définit comme :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \tag{1.114}$$

où n_2 est l'indice non-linéaire d'ordre trois, $omega_0$ la pulsation, c la vitesse de la lumière et A_{eff} l'aire effective du mode. L'aire effective d'un mode est un concept courant en optique guidée dans laquelle les profils transverses ne sont pas nécessairement simples, à savoir par exemple, des profils Gaussiens. Il est alors possible de calculer l'aire du mode dans le plan transversal à l'axe de propagation de la manière suivante :

$$A_{eff} = \frac{\left(\int_{\infty}^{-\infty} |E(x,y)|^2 dxdy \right)^2}{\int_{\infty}^{-\infty} |E(x,y)|^4 dxdy} \tag{1.115}$$

Diminuer cette aire permet d'augmenter localement l'intensité lumineuse et donc les effets non-linéaires. C'est ce que traduit le paramètre non-linéaire. Celui-ci intervient par exemple dans l'équation de propagation non-linéaire d'impulsion (ou équation de Schrödinger non-linéaire) [22] ou dans le mélange à quatre onde [166] et décrit bien les enjeux liés à l'optique intégrée. Afin de maximiser ce paramètre, et donc les effets non-linéaires à longueur d'onde

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

fixe, il est important d'avoir à la fois un matériau possédant un fort indice non-linéaire n_2 mais aussi une géométrie adaptée minimisant au mieux l'aire effective.

Ingénierie de la dispersion

Le contrôle de la dispersion chromatique est un des éléments primordiaux dans le cadre de l'optique non-linéaire. Lorsque plusieurs composantes spectrales sont présentes, par exemple durant la génération de sources larges bandes, celles-ci vont normalement se propager à des vitesse différentes. Ceci peut avoir un impact négatif sur les effets non-linéaires et la cohérence du pulse. En contrepartie, contrôler la vitesses de propagation des différentes composantes peut permettre d'exalter certains effets non-linéaires choisis [167], ou de *ralentir* la lumière et donc d'augmenter le temps d'interaction avec le matériau [61,168]. L'ingénierie de la dispersion, c'est-à-dire la modification des paramètres géométriques d'une structure pour modifier la dispersion d'un mode optique, est un des outils à la disposition du chercheur pour améliorer l'efficacité des phénomènes non-linéaires. Comme nous le verrons dans les sections suivantes pour les exemples concrets du mélange à quatre ondes et de la génération de peignes de fréquences, l'efficacité de plusieurs phénomènes non-linéaires dépendent de la dispersion de la lumière.

La dispersion d'un mode s'exprime par le produit de l'indice effectif et de la pulsation sur la célérité de la lumière : $\beta(\omega) = n_{eff}(\omega)\frac{\omega}{c}$. Mathématique, les effets de la dispersion à la pulsation ω_0 sont représentés par la décomposition en série de Taylor de β [125] :

$$\beta(\omega) = \sum_{m=0}^{\infty} \beta_k \frac{(\omega - \omega_0)^m}{m!} \tag{1.116}$$

avec $\beta_m = \left(\frac{d^m\beta}{d\omega^k}\right)_{\omega=\omega_0}$.

Les deux paramètres qui nous intéressent dans un premier temps sont β_1 et β_2. $\beta_1 = 1/v_g$ caractérise la vitesse de groupe du mode. β_2 représente donc la dispersion de cette vitesse, c'est à dire les variations de vitesses de groupe en fonction de la pulsation (ou de la longueur d'onde). En pratique, nous utilisons souvent la dispersion de vitesse de groupe ou GVD (pour group velocity dispersion) : $D_\lambda = -\frac{2\pi c}{\lambda^2}\beta_2$.

Afin de manipuler cette dispersion, plusieurs méthodes existent, mais le concept général consiste à modifier localement la répartition du mode optique par la géométrie ou l'indice du milieu dans lequel il se propage. Certaines structures, comme les cristaux photoniques sont particulièrement propices à l'ingénierie de la dispersion car ils disposent de nombreux degrés de libertés. Il est ainsi possible de modifier la tailles des trous, la période, la disposition, la forme de ceux-ci [169] ou encore de modifier certaines rangées spécifiques [170] ou de les remplir d'un liquide d'indice optique différent [171].

L'ingénierie de la dispersion dans les micro-disques est moins riche au premier abord car nous ne disposons pas d'autant de degrés de libertés. Il est surtout possible de modifier le matériau, l'épaisseur et le rayon d'un disque [172]. Cependant, en 2012, [173], H. Lee & al. a démontré la possibilité de modifier localement le bord d'un disque permettant une ingénierie

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

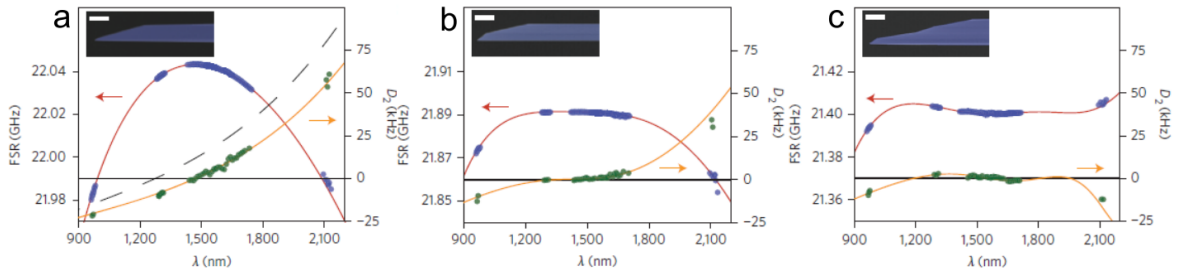


FIGURE 1.17

très fine de la dispersion [174,175]. En utilisant une technique de gravure chimique précise, le groupe de Vahala parvient à obtenir une forme de pointe, dite *wedge-shaped* modifiant la dispersion sur une très large gamme de longueur d'onde. La comparaison de différentes formes est visible notamment sur la figure 1.17 issue de l'article d'un 2016 du même groupe [175]. Cette technique permet de plus d'atteindre des facteurs de qualité très importants, supérieur à 100 millions pour des résonateurs en silice.

Dans la partie 4.2, nous étudions différentes géométrie, classiques (à bord droit) qui doivent nous permettre d'obtenir un dispersion très faible dans le moyen infrarouge, adaptées à la génération des peignes de fréquences à ces longueurs d'onde.

1.4.2 Phénomènes d'optique non-linéaire

Mélange à quatre ondes

Le mélange à quatre onde (ou FWM pour four wave mixing) est un processus non-linéaire paramétrique qui se caractérise par la génération de nouvelles fréquences. Lorsqu'au moins deux champs de fréquence distincts se propagent, ils peuvent interagir entre eux et générer, ou amplifier, de nouvelles fréquences. Supposons deux pulsations ω_{p1} et ω_{P2} appelées pompes qui interagissent. Deux nouvelles composantes peuvent être générées : l'idler, $\omega_i = 2\omega_{p1} - \omega_{p2}$, et le signal, $\omega_s = 2\omega_{p2} - \omega_{p1}$. Mathématiquement, les équations 1.103 à 1.106 illustrent l'ensemble des combinaisons possibles. La figure 1.18 schématise ce principe de mélange à quatre ondes pour deux modes de fonctionnement dits dégénéré ou non-dégénéré. Dans le premier mode, correspondant aux équations 1.103 et 1.104, une seule pompe est utilisée. Deux photons de la pompe et un photon de l'idler interagissent pour générer ou amplifier le signal et l'idler, nous sommes dans la configurations de droite sur l'image 1.18. Dans les deux équations suivantes 1.105 et 1.106, deux longueurs de pompe distinctes sont utilisées. C'est le mode non-dégénéré représenté sur l'image de gauche de la figure 1.18. Dans les deux cas, le processus est dit paramétrique car l'énergie totale des photons est conservée :

$$\hbar\omega_{p1} + \hbar\omega_{p2} = \hbar\omega_i + \hbar\omega_s \tag{1.117}$$

avec ω_{p1},ω_{p2},ω_i et ω_s respectivement les pulsations des deux pompes, la pulsation de l'idler et la pulsation du signal.

Dans le mode dégénéré, la pulsation de pompe vérifie : $\omega_{p1} = \omega_{p2} = \omega_p$. En pratique, c'est souvent ce fonctionnement qui est préféré car il permet l'utilisation d'une pompe unique de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

forte intensité. Selon l'application, un signal d'intensité plus réduite peut être utilisé ou non. Il sera alors amplifié et la longueur d'onde générée sera la longueur d'onde de l'idler vérifiant la conservation de l'énergie. On maitrise alors les fréquences amplifiées et émises. Pour l'application aux peignes de fréquence que nous décrivons par la suite, une autre approche consiste à utiliser uniquement une pompe de forte intensité sans signal. Les fréquences sont générées par mélange à quatre ondes spontané et la valeur de ces dernières est imposée par les fréquences de résonance.

Si l'on considère le cas d'un résonateur circulaire all-pass comme celui de la figure 1.9, nous pouvons utiliser l'approche des modes couplés développée par exemple dans [176]. Nous pouvons considérer en outre que le couplage est critique et que les pertes de couplage sont négligeables. Alors la matrice de transfert 1.35 donne les relations suivantes :

$$E_4^{(p,s,i)} = t.E_3^{(p,s,i)} + j\kappa.E1^{(p,s,i)} \tag{1.118}$$

$$E_2^{(p,s,i)} = j\kappa.E3^{(p,s,i)} + t.E1^{(p,s,i)} \tag{1.119}$$

où (p,s,i) sont respectivement les pompes, signal et idler.

Nous nous plaçons dans le cas d'une pompe de champ E_p et d'un signal E_s de telle manière que l'intensité de la pompe soit très grande devant celle du signal, elle-même très grande devant l'intensité de l'idler. Nous pouvons aussi considérer les pertes α constantes si la gamme de fréquence reste relativement étroite. L'évolution des champs peut en outre s'écrire de la manière suivante :

$$\frac{\partial E^(p)}{\partial z} = \frac{-\alpha}{2} E^(p) \tag{1.120}$$

$$\frac{\partial E^(s)}{\partial z} = \frac{-\alpha}{2} E^(s) \tag{1.121}$$

$$\frac{\partial E^(i)}{\partial z} = \frac{-\alpha}{2} E^(i) + j\gamma.(E^(p))^2.E^(s)^* exp(j\Delta k.z) \tag{1.122}$$

Dans le cas présent, nous négligeons l'absorption multi-photons et la SPM, de même que la dispersion du matériau qui a un impact sur l'efficacité de conversion mais dont nous discutons dans la partie concernant les peignes de fréquence. En résolvant l'équation 1.122 à partir de la théorie des modes couplés, nous pouvons obtenir l'efficacité de conversion de la pompe et du signal vers l'idler suivante :

$$\eta = |\gamma P_p L'|^2.FE_p^4.FE_s^2 FE_c^2 \tag{1.123}$$

où L' est une longueur effective définit comme suit

$$L'^2 = L^2 exp(-\alpha L) \left| \frac{1 - exp(-\alpha.L + j\Delta kL)}{\alpha.L - j\Delta kL} \right|^2 \tag{1.124}$$

et FE est l'exaltation du champ à la résonance définit par :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

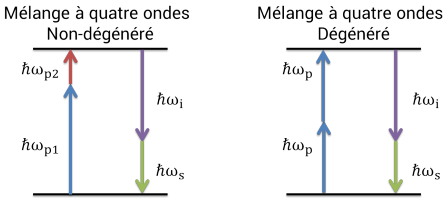


FIGURE 1.18 – Schéma de principe du mélange à quatre ondes. A gauche, le processus non-dégénéré implique l'interaction de deux pompes à des longueurs d'onde différentes pour générer (ou amplifier) le signal et l'idler. A gauche une seule pompe permet la génération (ou l'amplification) de l'idler et du signal.

$$FE_i = \left| \frac{\kappa}{1 - t.exp(-\alpha L/2 + jk_i L)} \right| \tag{1.125}$$

L'efficacité de conversion du mélange à quatre ondes dépend ainsi de plusieurs paramètres, parmi lesquels figure le désaccord de phase $\Delta k = 2k_i + k_s - k_{p1} - k_{p2}$ avec $k_j = n_{eff}(\omega_j)\omega_j/C$. Ce désaccord de phase K, transcrit le fait que les champs sont, ou non, en phase. Dans le cas contraire, ces derniers ne peuvent pas se sommer et l'interaction entre les photons est diminuée ce qui impacte directement l'efficacité de conversion. Cette dernière est maximale lorsque les champs vérifient l'accord de phase, c'est-à-dire pour un désaccord de phase nul. Le rendement est finalement proportionnel au carré de l'intensité de la pompe ainsi qu'au paramètre γ. Par la suite, nous étudions le mélange à quatre ondes dans le cadre de la génération des peignes de fréquence.

Peignes de fréquence

Les peignes de fréquence représentent un champ entier, extrêmement actif de la photonique. L'attribution du prix Nobel de physique en 2005 à Roy Glauber, John Hall et Theodor Hänsch pour leurs contributions respectives à "la théorie quantique de la cohérence optique" et au "développement de la spectroscopie laser de haute précision incluant les techniques de peignes de fréquence optique" [177] atteste de l'importance de ce phénomène. Outre les applications principales que sont la spectroscopie [178, 179] et les horloges optiques [174], les peignes de fréquences sont aussi utilisés pour la génération de pulse attoseconde, la métrologie [180], la mesure à haute précision [181, 182], la génération de micro-ondes [183] ou la spectrographie en astronomie [184, 185]. Autant d'applications qui sont possibles grâce à la large bande spectrale des peignes de fréquence et à la précision des lignes de fréquence générées.

Un peigne de fréquence consiste en un spectre optique, généralement large, formé de lignes discrètes, très fines et équidistantes, d'intensités variables. D'un point de vu temporel, il correspond à un train d'ondes d'impulsions ultra courtes, de l'ordre du femtoseconde, émis à un taux de répétition fixe. C'est cette durée temporelle entre les pulses qui impose l'espacement fréquentiel des lignes. L'image 1.19 extraite de l'article de Kippenberg & al. [186], montre une représentation temporelle et fréquentielle d'un peigne. Sur la partie de gauche, les lignes très fines équidistantes forment le peigne en fréquence dont l'intensité est modulée

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

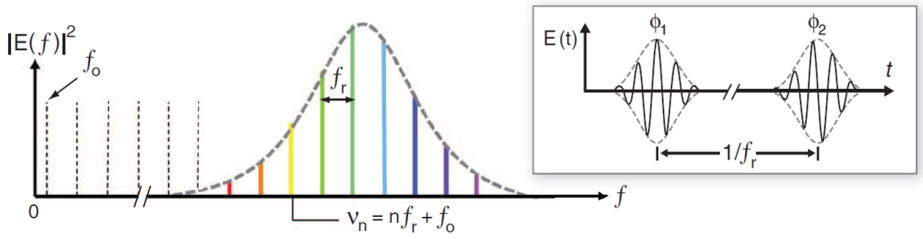


FIGURE 1.19 – Peigne de fréquence : l'image de gauche représente l'intensité du champ en fonction de la fréquence. Les lignes très fines sont espacées de manières équidistantes et l'intensité est modulée par l'enveloppe du peigne. La fréquence f_r correspond à l'espacement entre deux lignes. La fréquence f_0 est la fréquence d'offset de l'enveloppe imposée par le déphasage en deux pulses, ici modélisé par $\Phi_2 - \Phi_1$.

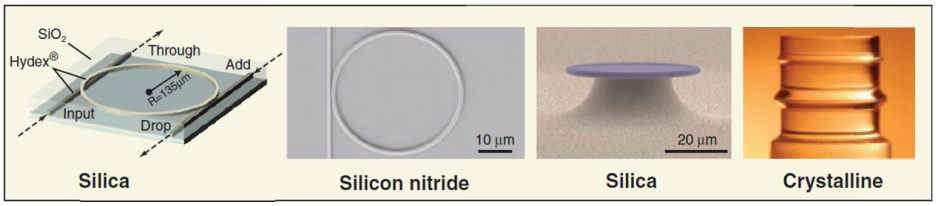


FIGURE 1.20 – Micro-résonateurs pour lesquelles la génération de peignes de fréquences a été réalisée : plateforme sur puce de silice [188] résonateur en nitrure de silicium [189] torique à ultra-haut facteur de qualité sur silicium [38] et résonateur en CaF_2 à ultra-haut facteur de qualité [190]

par une enveloppe. Sur la partie de droite, le train d'onde temporel correspond à la transformé de Fourier du signal fréquentiel.

Encore aujourd'hui le procédé principal pour générer de tels peignes est l'utilisation de lasers femto-secondes mode-lockés [187]. Il est intéressant de noter que les propriétés fréquentielles sont imposées par les conditions temporelles : l'espacement spectral entre deux lignes f_r est imposé par la période temporelle d'émission entre deux trains d'ondes tandis que la fréquence d'offset f_0 est imposée par le déphasage temporel entre deux impulsions résultantes de la différence entre les vitesses de phase et de groupe dans la cavité. Les lignes sont ensuite réparties selon la relation $\mu_0 = f_0 + n \times f_r$. Avec des lasers mode-lockés, c'est bien l'émission dans le temps d'impulsions à une période fixe qui donne dans le domaine fréquentiel l'apparition d'un peigne. Cependant, la tendance actuelle est à la réduction de l'encombrement, des coûts et de la puissance d'alimentation. Pour toutes ces raisons, l'étude des peignes de fréquence dans des dispositifs intégrés comme des résonateurs s'est amplifiée permettant des démonstrations sur de nombreuses plateformes. On peut citer les résonateurs en anneaux de silice ou de nitrure de silicium, les micro-tores de silicium ou encore les résonateurs en CaF_2, tous visibles sur l'image 1.20 [74, 186].

Les phénomènes physiques mis en jeux dans le cas des micro-résonateurs sont légèrement différents de ceux des lasers modes-lockés. Dans ces premiers, les peignes de fréquence sont générés en utilisant un laser continu qui permet de générer des phénomènes non-linéaires paramétriques d'ordre trois, en particulier le mélange à 4 ondes. Le principe de génération

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

des nouvelles fréquences est par mélange à quatre ondes schématisé sur la figure 1.21a. Dans les résonateur à modes de galerie, les facteurs de qualités pouvant être très importants permettent d'avoir des seuils d'effets non-linéaires extrêmement bas. Ainsi, un mélange à quatre ondes en cascade peut avoir lieu comme représenté sur la figure 1.21b. Dans ce cas, les lignes du peigne ne sont plus imposées par un train d'onde temporel, mais par les résonances de la cavité. Lorsque la fréquence de pompe et les fréquences d'idler et de signal correspondent à des résonances, le mélange est amplifié. Nous avons une génération en cascade de nouvelles longueurs d'onde d'intensité forte. En contrepartie, lorsque la fréquence des lignes ne correspond pas à une résonance, l'effet est moindre et la génération de la nouvelle fréquence est faible. L'enveloppe est donc donnée par la correspondance entre les creux de résonance et les fréquences générées. C'est ici le FSR qui impose l'espacement entre les lignes, tandis que l'enveloppe est donnée par la correspondance entre la dispersion et le FSR. Concrètement, le laser CW est injecté à une longueur d'onde de résonance. Dans un résonateur en anneau possédant un coefficient non-linéaire Kerr important, comme c'est le cas par exemple du SiC, le phénomène de mélange à quatre ondes dégénérés entraîne la génération de deux nouvelles fréquences à partir de la pompe. Nous pouvons appliquer le principe de conservation de l'énergie, $2\hbar\omega_p = \hbar\omega_i + \hbar\omega_s$ avec ω_p,ω_i et ω_s respectivement les pulsations de pompe, idler et signal et $\hbar$ la constante de Planck réduite. Supposons que l'idler est à une fréquence inférieure. Nous pouvons alors écrire $\omega_i = \omega_p - \Omega$ avec Ω la distance entre ω_p et ω_i. En réinsérant ω_i dans l'équation de conservation de l'énergie, nous en déduisons $\omega_s = \omega_p + \Omega$. Toutes les lignes ainsi générées sont donc équidistantes par rapport à la fréquence centrale. Une illustration du phénomène est visible sur l'image 1.21a. En revanche, les couples de lignes générés ne sont pas nécessairement équidistantes entre elles car la valeur de Ω n'est pas imposée. En lui-même, le mélange à quatre ondes ne permet pas de générer le peigne. C'est le processus d'oscillation amplifiée qui permet d'avoir un spectre large bande avec des lignes équidistantes. Une fois le processus enclenché, deux lignes contribuent au peigne par effet cascade comme illustré sur la figure 1.21b. Si le seuil d'intensité est dépassé, il peut y avoir mélange à quatre ondes non dégénéré entre différentes lignes ou avec la pompe. Dans ce cas, un calcul similaire au précédent en utilisant deux pompes montre que les nouvelles fréquences générées sont cette fois toutes équidistantes. Par phénomène de cascade, le peigne de fréquence est donc généré jusqu'à ce qu'il atteigne l'enveloppe maximale.

Afin d'obtenir un spectre le plus large possible, un des points crucial est la dispersion des modes. Lorsque les creux de résonances correspondent aux positions des lignes, les phénomènes non-linéaires sont amplifiés et le mélange à quatre ondes en cascade a lieu. Dans le cas contraire, le phénomène non linéaire est extrêmement dégradé et il n'y a pas de génération de nouvelles fréquences. Or, si les positions des lignes sont équidistantes, ce n'est pas le cas des positions des résonances des modes de galeries. En particulier, le FSR est proportionnel au carré de la longueur d'onde et inversement proportionnel à l'indice de groupe. Pour avoir un peigne le plus large possible, il faut que la dispersion compense l'augmentation du FSR par la longueur d'onde. Dans le cas idéal, nous obtenons : $\frac{\partial FSR}{\partial \lambda} = 0$. D'après la partie 1.3.1, la plage spectrale libre s'écrit comme $FSR = \frac{\lambda^2}{2\pi R n_g}$. Nous en déduisons :

$$\frac{\partial FSR}{\partial \lambda} = 0 \Rightarrow \frac{\partial}{\partial \lambda}\left(\frac{\lambda^2}{n_g}\right) = 0 \tag{1.126}$$

Soit

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

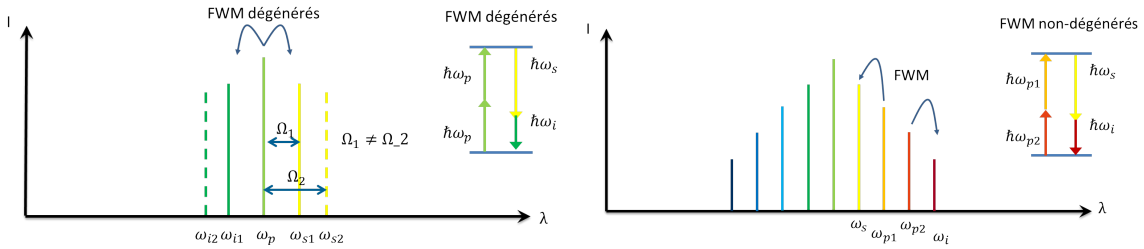


FIGURE 1.21 – (a) Schéma de principe du mélange à 4 ondes dégénéré. Le laser CW de haute intensité dans la cavité permet la génération de couples de nouvelles fréquences équidistantes de la pompe. Ces couples ne sont pas équidistants entre eux. Ce phénomène amorce le peigne de fréquence mais n'est pas à l'origine du peigne en lui-même. (b) Une fois la génération du peigne amorcée, avec les bonnes conditions de dispersion et des facteurs de qualité importants, du mélange à quatre ondes a lieu entre les différentes lignes et/ou avec la pompe, générant cette fois des lignes équidistantes entre elles.

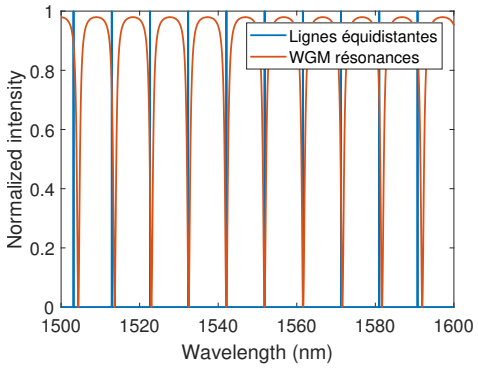


FIGURE 1.22 – Correspondance entre les modes de galeries et les positions théoriques des lignes du peigne de fréquence dans le cas d'une dispersion normale. Sans compensation de la dispersion, au bout de seulement quelques FSR, il n'y a plus de correspondance entre les positions des résonances et celles des lignes du peigne.

$$2n_g + \lambda^2 \frac{\partial^2 n_g}{\partial \lambda^2} = 0 \tag{1.127}$$

Ce qui implique $\partial^2 n_g \partial \lambda^2 < 0$, donc $D > 0$, c'est à dire une dispersion anormale. L'ingénierie de la dispersion est donc extrêmement importante pour la génération de peigne de fréquence. L'élargissement du peigne de fréquence est in fine donné par la dispersion du dispositif considérant que lorsque cette dernière est normale, le rendement du mélange à quatre ondes s'effondre [186]. Il est tout de même intéressant de noter que le peigne peut être élargi légèrement au-delà de la limite de dispersion anormale. Dans le cas où la pompe est à très haute puissance, les phénomènes non-linéaires de type Kerr peuvent étendre les modes [95] légèrement au-delà de la limite de dispersion comme démontré dans les références [74, 186].

L'analyse théorique des peignes de fréquence se fait à partir de l'équation de Lugiato-Lefevre généralisée [191–194]. Ces analyses théoriques et en particulier celle de S. Coen &

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

al. [192] ont permis de montrer la prépondérance des structures dissipatives localisées autrement connues sous le nom de solitons de cavité (CS). Ces CS sont des solutions stables de l'équation de Lugiato-Lefever (LL) pouvant expliquer de nombreux phénomènes relatifs aux peignes de fréquences [195].

Le développement de l'équation de LL est d'autant plus intéressant qu'il est basé sur l'équation de Schrödinger non linéaire (NLSE) à laquelle est ajoutée une condition de périodicité due à la géométrie circulaire du résonateur. Si on reprend le principe de la figure 1.9 d'un résonateur en disque ou en anneau possédant un guide d'accès assimilé à un guide monomode pompé par un laser continue d'intensité $I_in = |E_in|^2$ avec un coefficient de couplage κ. Dans ce cas, les pertes de couplage sont négligées. Si on considère la lumière $\boldsymbol{E}^m$ qui a effectué un nombre m de tour dans le résonateur, nous pouvons exprimer le champ électrique au $m+1$ tour $\boldsymbol{E}^{(m+1)}$ comme :

$$\boldsymbol{E}^{(m+1)}(0,\tau) = \sqrt{\kappa}\boldsymbol{E}_{in} + \sqrt{(1-\kappa)}\boldsymbol{E}^m(L,\tau)e^{i\phi_0} \tag{1.128}$$

où τ représente le temps, L le trajet à l'intérieur du résonateur et ϕ_0 le déphasage accumulé dans la cavité par rapport à la pompe. Si l'on considère que le résonateur est monomode (ou que la lumière se propage dans un seul mode), alors la propagation à l'intérieur du résonateur est justement gouvernée par l'équation de Schrödinger non-linéaire :

$$\frac{\partial \boldsymbol{E}(z,t)}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}\boldsymbol{E} + i\sum_{k>1}\frac{\beta_k}{k!}\left(i\frac{\partial}{\partial\tau}\right)^k \boldsymbol{E} + i\gamma|\boldsymbol{E}|^2\boldsymbol{E} \tag{1.129}$$

avec α l'absorption linéaire dans le résonateur, β_k le coefficient de dispersion associé à l'expansion en série de Taylor de β et γ le paramètre non-linéaire. En couplant le système d'équations (1.128) et (1.129), nous obtenons le comportement dynamique des peignes de fréquence dans le résonateur. Dans le cas d'un résonateur possédant de faibles pertes, c'est à dire à fort facteur de qualité, pour effectuer une simulation directe, il nécessaire de simuler un nombre énorme d'itérations. Le régime stationnaire est en effet considéré comme atteint au terme de 3 fois dans le temps caractéristique de la cavité, c'est à dire pour une nombre d'itération de 3 fois le facteur de qualité. Afin de nous ramener à un modèle facilement simulable, nous pouvons considérer deux hypothèses comme par exemple dans la publication de M. Haelterman & al. [196]. D'abord les pertes au cours d'une rotation sont faibles. Ensuite, le périmètre optique effectif du résonateur est faible devant la longueur de dispersion. Nous pouvons alors considérer que les variations d'un tour m au tour $m+1$ sont faibles. Dans ce cas, il est possible d'introduire une variable de temps *long* décrivant l'évolution lente de la lumière. Comme décrit dans l'article de Haelterman, il est possible de moyenner la partie de droite de l'équation (1.129) au cours d'une rotation. Il est alors possible de réécrire les équations (1.128) et (1.129) en une seule équation nommée équation de Lugiato-Lefever généralisée (1.130) :

$$t_R\frac{\partial \boldsymbol{E}(t,\tau)}{\partial t} = \left[-\alpha 1 - i\delta_0 + iL\sum_{k>1}\frac{\beta_k}{k!}\left(i\frac{\partial}{\partial\tau}\right)^k + i\gamma|L\boldsymbol{E}|^2\right]\boldsymbol{E} + \sqrt{\kappa}\boldsymbol{E}_{in} \tag{1.130}$$

Avec t_R la période de rotation, $\alpha 1 = (\alpha+\kappa)/2$ décrit les pertes totales dans la cavité et $\delta_0 = 2\pi l - \phi_0$ est le déphasage où l correspond à l'ordre longitudinal du mode de la résonance

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

le plus proche de la pompe. t est le temps de variation *lente* et peut-être relié, pour la $m^{\text{ième}}$ rotation, à la période par $t = mt_R$. Nous avons alors : $E(t = mt_R,\tau) = E^{(m)}(0,\tau)$.

Cette simple équation peut être résolue par exemple par la méthode de Newton-Raphson et décrit de manière assez précise le comportement dynamique des peignes de fréquence. Dans notre cas, nous nous plaçons bien en amont de cette étude et cherchons plus simplement à déterminer si la plateforme SiC permet la génération de peignes de fréquence et quelle est l'étendue possible du spectre. S. Coen et M. Erkintalo ont justement développé une équation très simple à partir de (1.130) permettant d'estimer la largeur spectrale maximale théoriquement atteignable pour un résonateur et une plateforme donnée [197]. En se plaçant dans les conditions de couplage optimal, c'est-à-dire en couplage critique et pour un pompage *en résonance*, nous pouvons obtenir l'équation (1.131) :

$$\Delta f_{theo} = \frac{0.315}{1.763}\sqrt{\frac{2\gamma P_{in} Q \lambda_p FSR}{\pi C|\beta_2|}} \tag{1.131}$$

La dispersion β_2 est ici supposée anormale. Cette équation donne une bonne correspondance entre la bande passante à 3 dB théorique et les mesures expérimentales. Ceci permet de déterminer, entre autre, les facteurs de qualité, intensité et paramètres non-linéaires nécessaires pour obtenir, par exemple, une octave à une longueur d'onde et FSR donnés.

Commutateurs optiques (Switch optique)

Le principe d'un commutateur est de délivrer un message d'un utilisateur à un autre à l'aide d'une clé ou d'un identifiant [198]. Ce principe a toujours existé dès lors qu'ont commencées les communications. Pour schématiser, nous pouvons prendre l'exemple simple d'un centre de tri du courrier postal. Des canaux (postier) apportent des messages (lettres) à un commutateur (centre de tri) qui dirige les messages grâce à une clé (adresse). Évidemment avec l'émergence massive des télécommunications, chacun des éléments s'est énormément complexifié. Les commutateurs, au départ manuels comme dans les centre de tri ou téléphoniques des débuts, sont devenus électroniques. Les canaux, ont aussi migré vers des technologies électroniques puis optiques et se sont multiplexés. Mais surtout, la quantité de données a explosé et continue de croître à un rythme effréné.

Actuellement, l'écrasante majorité des données est échangée via Internet. Le réseau Internet repose sur une dualité électronique/optique. Les informations sont propagées optiquement dans des réseaux fibrés multiplexés en longueur d'onde dans une gamme proche de 1.55 µm. Des amplificateurs optiques servent de relais permettant de compenser les pertes (pourtant faibles, de l'ordre de 0.2 dB/km dans les fibres optiques). De l'autre côté, le traitement à proprement parlé de l'information se fait de manière électronique. Au niveau des commutateurs et des routeurs, les messages sont convertis d'optique à électrique, traités informatiquement, puis renvoyés de manière optique vers leur destinataire. Or, les routeurs sont extrêmement énergivores tandis que la conversion électro-optique et le traitement informatiques sont chronophages. C'est pourquoi, un des défis actuels de la photonique est la réalisation des briques qui permettraient la mise en œuvre d'un système de télécommunication tout optique, une de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

ces briques étant évidemment le commutateur optique.

De nombreuses technologies de commutation existent ou sont étudiées actuellement. On peut par exemple évoquer la commutation électro-optique [199], accousto-optique, thermo-optique ou à base de cristaux liquides ou de MEMs. Le livre "Optical Switching" de El-Bawab [198] propose une belle revue de ces différentes méthodes de commutations. Cependant les méthodes présentées dans cet ouvrage ne sont pas réellement tout-optiques. La lumière est modulée, certes, directement et de manière ultra-rapide, mais à partir d'un élément extérieur : une électrode, une plaque chauffante, une onde acoustique,... Un élément extérieur doit d'abord analyser la lumière, extraire la clé, puis moduler le signal en fonction. Ce n'est donc pas à proprement parler une méthode tout optique et, si le gain en temps et en énergie est réel, il n'est pas maximisé. De plus, une telle technologie nécessite de stocker la lumière avec des buffers optiques. Les avancées vers ces composants sont réelles, notamment grâce à la manipulation de lumière lente [200–202], mais ces technologies restent complexes. L'objet des modulateurs tout optiques que nous étudions est de réaliser une commutation uniquement à partir des propriétés de la lumière, comme par exemple son intensité. Un signal à forte intensité passe par un canal A, tandis qu'un signal à moins forte intensité passe par un canal B. Cette approche permet une modulation plus rapide car sans traitement externe du signal et limitée uniquement par le phénomène physique utilisé.

Dans le cadre de cette thèse, nous étudions en particulier deux types de commutation. La première utilise les effets non-linéaires Kerr, et la seconde les effets thermo-optiques, induits par l'intensité de la lumière. Dans ces deux cas, nous restreignons notre étude au cas des micro-résonateurs à géométrie circulaire.

Commutateurs thermo-optique : Le principe du commutateur thermo-optique repose sur la variation de l'indice de réfraction d'un matériau avec la température. Cette variation, quantifiée par le coefficient thermo-optique $\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}$ provient d'une origine triple. Considérons l'équation macroscopique de Clausius Mosotti (appelée Lorentz-Lorenz avec l'indice de réfraction) [203, 204] de la constante diélectrique ε tel que $\varepsilon^2 = n$. Soit un diélectrique isotrope de dimension infinie dans toute les directions de l'espace, soit α_m sa polarisabilité et $\mathcal{V}$ une sphère de volume macroscopique V grande devant la maille du matériau, alors la constante diélectrique peut s'écrire de la forme :

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{4\pi\alpha_m}{3V} \tag{1.132}$$

La différentielle de l'équation (1.132) s'écrit :

$$\frac{1}{(\varepsilon-1)(\varepsilon+2)}\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial T}\right)_p = -\frac{1}{3V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p + \frac{1}{3\alpha_m}\left(\frac{\partial\alpha_m}{\partial V}\right)_T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p + \frac{1}{3\alpha_m}\left(\frac{\partial\alpha_m}{\partial T}\right)_V \tag{1.133}$$

Nous distinguons trois termes dans la partie de droite de l'équation correspondant à trois contributions de la température au coefficient thermo-optique. Cette équation peut se réécrire sous la forme :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

$$\frac{1}{(\varepsilon-1)(\varepsilon+2)}\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial T}\right)_p = A+B+C \tag{1.134}$$

Où $A = -\frac{1}{3V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$, $B = \frac{1}{3\alpha_m}\left(\frac{\partial \alpha_m}{\partial V}\right)_T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$ et $C\frac{1}{3\alpha_m}\left(\frac{\partial \alpha_m}{\partial T}\right)_V$ correspondent physiquement à :

- A : la décroissance du nombre de particules polarisables par unité de volume. Ce terme est directement lié à l'expansion volumique.
- B : l'accroissement de la polarisabilité d'un nombre constant de particules avec l'augmentation du volume disponible lorsque la température augmente.
- C : l'accroissement de la polarisabilité avec la température à volume constant.

Nous pouvons distinguer d'un côté les termes $A+B$ qui relèvent des effets volumiques et de l'autre le terme C qui caractérise l'influence directe de la température sur l'indice de réfraction [205].

Considérons désormais un résonateur add-drop comme sur la figure 1.23. L'image 1.10a donne un spectre typique de transmission avec ses creux de transmission aux longueurs d'onde de résonance. Dans le cas d'un couplage critique, la transmission varie donc d'une valeur maximale hors résonance à une valeur nulle à la résonance. En première approximation, les longueurs d'onde de résonance sont données par l'équation (1.4) : $2\pi R n_{eff} = N\lambda$. Pour déterminer l'influence de la température sur la position des résonances, nous différencions l'équation. Si l'on considère une résonance fixe N, nous obtenons :

$$\frac{1}{n_{eff}}\frac{\partial n_{eff}}{\partial T} + \frac{1}{R}\frac{\partial R}{\partial T} = \frac{1}{\lambda}\frac{\partial \lambda}{\partial T} \tag{1.135}$$

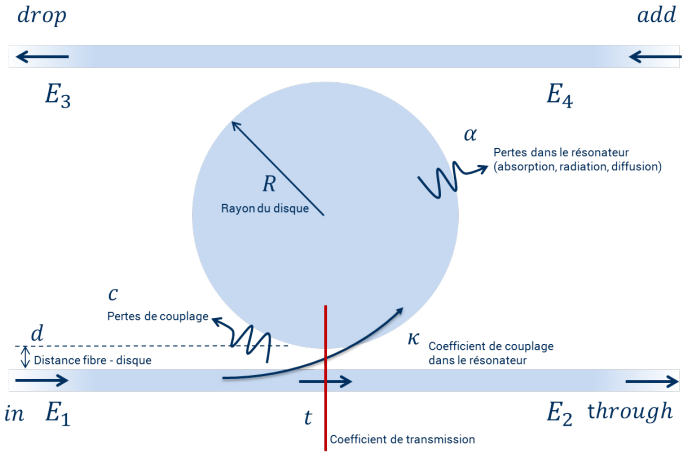
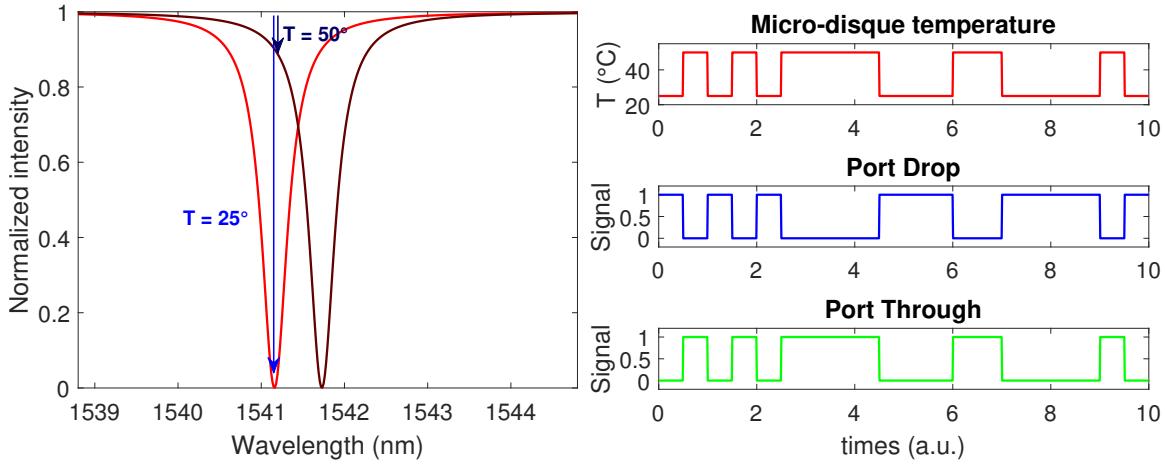


FIGURE 1.23 – Schéma d'un résonateur add-drop. Un deuxième bus permet de collecter la lumière à la longueur d'onde de résonance.

La variation de la longueur d'onde de résonance avec la température est donc proportionnelle à la variation de l'indice de réfraction et de l'expansion spatiale du résonateur.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Dans les matériaux semi-conducteurs comme le SiC, le coefficient d'expansion spatiale, ainsi que la variation de l'indice effectif avec la température sont positif. Une augmentation de la température entraîne donc un décalage de la résonance vers les hautes longueurs d'onde. Sur l'image 1.24a, nous avons simulé une élévation de 25°C dans le disque de 5 µm déjà considéré en partie 1.2. Le coefficient d'expansion thermique est supposé égal à $\frac{1}{R}\frac{\partial R}{\partial T} = 3.26 \times 10^{-6}$ K^{-1} [206] et le coefficient thermo-optique égal à $\frac{\partial n}{\partial T} = 3 \times 10^{-5}$ K^{-1}. Pour illustrer précisément la commutation électro-optique, nous avons affiché sur la figure 1.24a la transmission pour une résonance avec un facteur de qualité d'environ 4000 ce qui correspond typiquement aux facteurs de qualité obtenus expérimentalement. Pour une élévation de température de 25°C, nous obtenons un décalage en longueur d'onde de $\Delta = \lambda 0.68$ nm. La courbe en rouge claire correspond à la résonance à température ambiante (25°C) tandis que celle en rouge foncée correspond à la résonance à une température de 50°C. Maintenant, considérons une source laser continue à la longueur d'onde 1541.1 nm. Dans le cas où la température de résonateur est de 25°C, l'atténuation est proche de 0, tandis que dans le cas où la température est proche de 50°C, la transmission est proche de 1. Pour réaliser un switch optique complet, il est possible d'utiliser un système add-drop schématisé sur la figure 1.23. Le système est similaire à un système all-pass à ceci près qu'à la résonance, la lumière qui n'est pas transmise dans le port "Through" est transmise dans le port "Drop" [104]. A une température de 25°C, la lumière est dirigée dans le port "Drop" et à 50°C dans le port "Through". Dans cette configuration, le résonateur réalise la fonction de switch thermo-optique.



(a) (b)

FIGURE 1.24 – (a) Influence d'une augmentation de température de 25°sur les résonances dans un disque de SiC de 5 µm de rayon. En rouge clair une résonance à 25°C. En rouge foncé la même résonance à 50°C. Les flèches bleues indiquent la possibilité de réaliser un switch thermo-optique avec une telle configuration. Une émission laser continu à 1541.1 nm est transmise à la température de 50°C et pas à celle de 25°C. (b) Principe d'un commutateur thermo-optique. La courbe rouge représente la température du micro-disque. La courbe bleue correspond au signal dans le port Drop et la courbe verte dans le port Through. Le signal est considéré comme binaire : 1 ou 0.

Pour réaliser un commutateur thermo-optique sans module de chauffage extérieur, il est possible d'utiliser directement l'échauffement du matériau dû à l'intensité lumineuse appelée modulation thermique auto-induite. Pour cela, nous pouvons considérer deux résonances

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

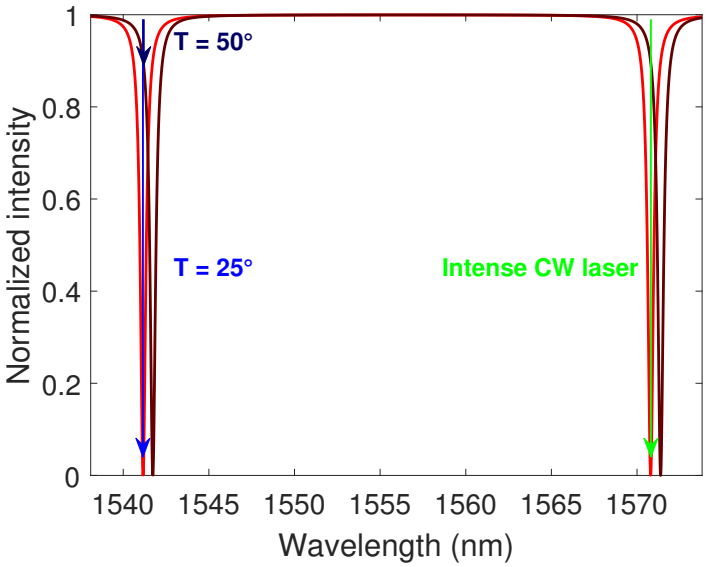


FIGURE 1.25 – Principe de fonctionnement d'un switch thermo-optique. Dans le cas où le laser de pompe est éteint, la longueur d'onde de résonance correspond à celle du signal. La transmission est nulle. Lorsqu'en revanche, le laser de pompe est allumé, la résonance se décale vers les hautes longueurs d'onde et le signal est hors résonance. La transmission est ici proche de 1.

distinctes comme dans la modulation par effet Kerr. Nous utilisons par exemple les deux résonances visibles sur la figure 1.25. Une pompe continue à forte intensité est envoyée à la longueur d'onde de résonance 1570 nm. Pour que la modulation thermique puisse avoir lieu, la pompe doit être idéalement placée à la longueur d'onde de résonance pour le résonateur à froid 25 °. A la longueur de résonance 1541.1 nm, un autre laser continu sert de sonde selon le même principe que précédemment.

Pour étudier la modulation thermique auto-induite, nous utilisons le formalisme développé par Thomas Johnson & al. dans l'article [207] ou dans son manuscrit de thèse [208]. Nous nous intéressons en particulier à la puissance absorbée par le résonateur. Une étude thermique classique permet ensuite de déterminer l'échauffement du matériau et donc le décalage en longueur d'onde. Trois phénomènes sont à l'origine d'un gain d'énergie par le matériau : l'absorption linéaire du matériau, l'absorption multiphoton et l'absorption des porteurs libres. Dans le carbure de silicium au-delà 1.1 µm, il n'y a pas d'absorption à deux photons et l'absorption multi-photon peut être considérée comme négligeable. Nous gardons donc uniquement l'absorption linéaire comme source de hausse de la température. Nous négligeons aussi l'influence de la dispersion et des porteurs de plasma qui causent la modification de l'indice de réfraction due à la présence des porteurs libres.

$$P_{abs}(t) = P_{abs_lin}(t) \tag{1.136}$$

$$\tag{1.137}$$

La puissance accumulée par absorption est égale à

$$P_{abs_lin}(t) = \alpha_{lin}(t)U(t) \tag{1.138}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

avec α l'absorption linéaire du matériau et U l'énergie à l'intérieur d'un mode donné.

La température dans le SiC étant proportionnelle à la puissance absorbée, nous avons donc un échauffement d'autant plus important que l'intensité en entrée augmente. Pour réaliser notre étude, nous devons désormais considérer les sources de fuites thermiques et déterminer la température en régime stationnaire à l'intérieur du micro-disque. Pour cela, nous décrivons les différents phénomènes thermiques impliqués. Les trois sources de transfert thermiques sont la conduction, la convection et la radiation.

La radiation est donnée par la loi de Stefan $j = \sigma T^4$ où j est la puissance rayonnée par unité de surface et $\sigma = 5.67 \times 10^{-8}\ W \cdot m^2 \cdot K^{-4}$ est la constante de Stefan-Boltzmann. Considérons en première approche que tout le disque émet comme un corps noir porté à une température homogène de 50°C et rayonne dans une pièce à 25°C. Alors la puissance totale émise par le disque est de $P_{rayonnee} = \sigma(T^4_{disque} - T^4_{piece}) \times (\pi R^2 + 2\pi Rh) = 3 \times 10^{-11}\ W$.

Le flux par convection est donné par la loi de Newton : $\varphi = hA(T_s - T_\infty)$ avec h le coefficient de transfert thermique compris entre 5 et 25 $Wm^{-2}K^{-1}$ et A la surface de convection. Imaginons comme précédemment un disque homogène à 50°et une interface SiC/Air avec de l'air à 25°C. Alors pour un h de l'ordre de 25 $Wm^{-2}K^{-1}$ (hypothèse haute) le flux thermique convectif est de l'ordre de $\varphi = 5.9 \times 10^{-8}\ W$.

Le flux par conduction, enfin, est donné par la loi de Fourier : $\varphi_{cond\ S} = -\lambda_{thq}\boldsymbol{grad(T)}$, avec $\varphi_{cond\ S}$ le flux surfacique par conduction et λ_{thq}, la conductivité thermique du matériau. Supposons à nouveau en première approximation un disque homogène de SiC à 50°C en contact avec un pilier de silicium de 1µm de rayon à une température de 25 °C. Pour le SiC et pour le Si, les coefficients de conductivités thermiques valent respectivement $\lambda_{thqSi} = 130\ W \cdot m^{-1} \cdot C^{-1}$ $\lambda_{thqSiC} = 120 W \cdot m^{-1} \cdot C^{-1}$; le flux thermique par conduction est alors égal à : $\varphi_{cond} = 0.02\ W$.

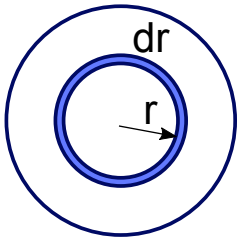
La comparaison des contributions, bien que réalisée de manière très approchée, permet raisonnablement de négliger les contributions du rayonnement et de la convection. Dans la suite de notre approche, nous considérons donc uniquement la contribution de la conduction au travers du pilier de silicium comme source de fuite thermique.

A partir de cette hypothèse, nous pouvons écrire l'équation de diffusion dans le micro-disque à partir de l'équation de conservation de l'énergie [209]. La puissance optique est dissipée dans le résonateur par absorption et contribue à l'énergie thermique dans le résonateur. Nous pouvons supposer que cet échange est instantané à notre échelle de temps. Cette approximation est valable tant que la modulation thermo-optique est moins rapide que la durée de réponse thermique caractéristique qui est de l'ordre de la nanoseconde. Nous pouvons donc réaliser une modulation jusqu'à 10 MHz environ [28]. Nous pouvons aussi considérer la température du disque comme uniforme. Cette approximation est valable étant donnée les dimensions micrométriques du disque. Considérons l'équation de transfert thermique volumique dans le SiC :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

$$\rho_{SiC} Cp_{SiC} \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot \boldsymbol{j} = S \tag{1.139}$$

Où ρ_{SiC} est la densité volumique du SiC, Cp_{SiC} est le coefficient thermique volumique du SiC et $\boldsymbol{j}$ est le flux de diffusion en $W.m^{-2}$. S regroupe les pertes et les sources de température volumiques. Comme sur la figure 1.26a, nous considérons un anneau élémentaire de volume dV, de rayon R, d'épaisseur dR et de hauteur h. Nous intégrons l'expression (1.139) sur le volume dV. En appliquant le théorème de Green-Ostrogradski $\iiint_V div(\boldsymbol{j}) dV = \oiint_{\delta V} \boldsymbol{j} d\boldsymbol{S}$ pour le courant $\boldsymbol{j}$, nous obtenons l'expression suivante :



(a)

FIGURE 1.26 – (a)

$$2\pi RdRh\rho_{SiC} Cp_{SiC} \frac{\partial T}{\partial t} = P_{abs} - Pertes_{pilier} + \lambda_{thqSiC} \boldsymbol{grad}(T) \cdot \boldsymbol{er} \cdot 2\pi Rh \tag{1.140}$$

Les pertes dans le pilier se font aussi par conduction. Nous supposons aussi que l'énergie qui fuit dans le pilier se retrouve dans le substrat après avoir traversé la hauteur de ce dernier, le substrat étant à une température constante de 25°C. La surface de fuite est égale à la surface du pilier soit πR^2_{pilier}. La variation de température se fait selon l'axe radial et est homogène avec l'angle. Ceci n'est pas rigoureusement exact en raison de la présence de la fibre. Cet aspect sera d'ailleurs commenté dans la partie expérimentale. Nous pouvons donc modéliser les pertes par :

$$Pertes_{pilier} = -\lambda_{thqSi} \boldsymbol{grad}(T) \cdot \pi R^2_{pilier} = -\lambda_{thqSi} \frac{(T_{disque} - T_{substrat})}{h_{pilier}} \pi R^2_{pilier} \tag{1.141}$$

Nous cherchons une solution en régime stationnaire c'est-à-dire $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$. L'équation (1.140) se simplifie pour prendre la forme :

$$P_{abs} - \lambda_{thqSi} \frac{(T_{disque} - T_{substrat})}{h_{pilier}} \pi R^2_{pilier} + \lambda_{thqSiC} \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \tag{1.142}$$

En posant $\gamma_{thq} = \frac{\lambda_{thqSi}}{\lambda_{thqSiC}} \frac{R^2_{pilier}}{2Rh_{pilier} h_{disque}}$, nous pouvons écrire :

$$\frac{\partial (T - T_{substrat})}{\partial r} = \frac{P_{abs}}{\lambda_{SiC} \pi Rh_{disque}} - \gamma_{thq}(T - Tsubstrat) \tag{1.143}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Soit

$$(T - T_{substrat}) = \frac{P_{abs}}{\gamma_{thq}\lambda_{SiC}\pi R h_{disque}} + Cste \cdot exp[-\gamma_{thq}(r - R)] \tag{1.144}$$

Considérant la taille d'un micro-disque par rapport à celle du substrat ainsi que la puissance optique injectée de l'ordre de la dizaine de milliwatt, nous pouvons raisonnablement considérer que la température du substrat reste constante et égale à 25°C tandis que la température du disque est homogène. Nous obtenons alors l'équation de la température du disque en fonction de la puissance optique, par exemple utilisée par T. Johnson & al. dans leur article de 2006 [207] :

$$\gamma_{thq}\Delta T = \frac{\Gamma_{disk}}{\rho_{SiC}C_{p,SiC}V_{disk}}P_{abs} \tag{1.145}$$

soit

$$\Delta T = \frac{\Gamma_{disk}h_{pilier}}{\lambda_{thqSi}\pi R^2_{pilier}}P_{abs} \tag{1.146}$$

où

$$\Gamma_{disk} = \frac{\int_{SiC} n(r)|E(r)|^2 dr}{\int_{\infty} n(r)|E(r)|^2 dr} \tag{1.147}$$

représente la fraction de recouvrement entre le mode optique et la région où a lieu l'augmentation de température. Sachant que nous considérons le disque à une température uniforme, ce paramètre est égal à l'intégrale de recouvrement entre le mode optique et le carbure de silicium. Selon l'ordre radial des modes optiques que nous caractérisons, il se situe entre 90 % et 95 %.

L'équation (1.146) traduit le fait que, en régime permanent, l'intégralité de l'énergie fournie au résonateur est évacuée par conduction dans le pilier de silicium. Cette énergie est issue des pertes optiques dans le résonateur P_{abs}. Nous utiliserons l'équation dans le chapitre 3 afin de réaliser une étude de l'influence thermique des modes de galerie en fonction de la puissance optique injectée et de calculer le coefficient thermo-optique de nos résonateurs. Cette étude devrait nous permettre de valider les bonnes propriétés du carbure de silicium pour des applications à haute puissance.

Commutateurs optiques à effet Kerr : Le principe du commutateur optique par effet Kerr est relativement direct et son application aux micro-résonateurs immédiate. L'effet Kerr présenté dans la section 1.4.1 induit une modification de l'indice de réfraction du matériau selon la relation :

$$\tilde{n} = n_0 + n_2 I \tag{1.148}$$

$$n_2 = \frac{3}{4}\frac{1}{cn^2\varepsilon_0}\Re(\chi^{(3)}) \tag{1.149}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Considérant que la longueur d'onde de résonance est proportionnelle à l'indice effective et donc à l'indice de réfraction, cette première est modifiée en fonction de l'intensité lumineuse dans la cavité.

$$\lambda_{res} \approx \frac{2\ piRn_{eff}}{m} \approx 2\frac{2\ piRn_{0\ eff}}{m} + \frac{2\ piRn_2 I}{m} \tag{1.150}$$

$$\lambda_{res} = \lambda_{resfroid} + \Delta\lambda_{res} \tag{1.151}$$

où $\Delta\lambda_{res} = \frac{2\ piRn_2 I}{m}$.

Comme pour l'effet thermique, cela signifie que, plus l'intensité dans la cavité est importante, plus la longueur d'onde se décale vers le rouge. Pour réaliser la commutation optique, nous utilisons un micro-résonateur add-drop comme sur la figure 1.23. Cette structure permet de confiner la lumière à des échelles micro-métrique augmentant l'intensité lumineuse dans la cavité tandis que l'intensity build-up permet d'exalter les effets non-linéaires et donc d'utiliser des seuils de puissance faibles.

Un des inconvénients de la commutation optique par effet Kerr repose dans le seuil d'intensité requis. Il est généralement plus important que pour la génération de porteurs libres, mais une intensité trop importante génère des effets thermiques comme décrit dans la section précédente. Dès lors, l'utilisation de modes de galeries parait tout indiqué afin d'abaisser le seuil de puissance [210]. D'autre part, le SiC génère peu, voire pas de porteurs libres. Les micro-résonateurs en carbure de silicium semblent donc indiqués pour la réalisation de commutateurs optiques.

La commutation par effet Kerr a été démontrée par différents groupes, d'abord dans des cristaux photoniques [211], puis dans des résonateurs sphériques [210,212]. Deux lasers continus sont utilisés à deux longueurs d'onde de résonances distinctes, mais correspondant au même mode de cavité. Un des lasers, appelé pompe, est émis à forte puissance tandis que le deuxième laser, le signal, est émis à une puissance en dessous du seuil de l'effet Kerr. Ainsi, au niveau du résonateur, la pompe effectue la modulation sur le signal directement. Un modulateur optique est utilisé pour moduler la pompe en entrée. A l'endroit du commutateur, lorsque la pompe est éteinte, le signal est à la longueur d'onde de résonance. La lumière se couple au résonateur et sort par drop. Lorsque la pompe est allumée, la résonance se décale par effet Kerr (modulation croisée). Le signal est hors résonance. Le résonateur est passant et le signal sort par le port Through. La modulation est alors très similaire à celle obtenue par effet thermo-optique. La différence principale entre les deux méthodes est la vitesse de modulation et la puissance nécessaire. Là où la modulation thermique peut aller jusqu'à quelques dizaine de MHz au maximum, elle peut monter au-delà du GHz sans dégradation du signal pour l'effet Kerr [28].

1.5 Conclusion

Les micro-résonateurs sont des outils puissants pour la génération de fonctionnalités en optique intégré. L'amélioration des procédés de fabrication issus des technologies silicium, mais aussi d'autre filières, vont très certainement permettre dans les prochaines années la

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

mise sur le marché de systèmes intégrés tout ou partiellement optiques. Certaines limitations existent évidemment et la complexité de la photonique vis-à-vis de l'électronique est frappante sur certains aspects. On peut, par exemple, citer l'exemple des connecteurs qui nécessitent uniquement un contact dans le cas de l'électronique alors qu'ils requièrent un alignement précis dans le cas des composants optiques. Ceci étant, la photonique intégrée est en plein essor et la miniaturisation des dispositifs actuels n'est qu'une question de temps. Les micro-résonateurs, par la multitude d'applications qu'ils permettent joueront nécessairement un rôle important. Cette étude théorique et bibliographique nous permet d'analyser et de comprendre le fonctionnement des résonateurs en carbure de silicium et d'envisager des applications potentielles.

En particulier, nous avons décrit, en utilisant la théorie de Mie, puis l'approche des modes couplés, le comportement de la lumière à l'intérieur des résonateurs. Cette théorie, applicable à la fois aux anneaux, aux disques et aux sphères, permet de définir les propriétés des résonateurs comme le FSR, la largeur à mi-hauteur, le facteur de qualité issu de différentes contributions et les comportements plus complexes, tels que les résonances doubles. Enfin, après une brève introduction à l'optique non-linéaire, nous avons mis en évidence l'intérêt des résonateurs pour l'exaltation de certains de ces phénomènes comme le mélange à quatre ondes, les peignes de fréquence ou la commutation optique. Nous avons cherché à proposer une introduction complète à la physique des micro-résonateurs tout en restant dans le cadre de cette thèse. Celle-ci ne se veut en aucun cas exhaustive et beaucoup des ouvrages cités dans ce chapitre apportent un éclairage intéressant et un approfondissement des concepts proposés.

Dans le chapitre suivant, nous réalisons une étude expérimentale de micro-disques de carbure de silicium sur substrat de silicium. Nous développerons à la fois la conception, la fabrication et la caractérisation de dispositifs prévus pour opérer du proche au moyen infrarouge. Pour conclure ce chapitre, nous tenons à insister sur certaines disparités qui peuvent exister entre la théorie et la pratique expérimentale. En particulier, l'identification des différents modes et l'étude de certains phénomènes comme les résonances doubles sont difficiles à effectuer et rendront l'analyse de certains des résultats du chapitre 3 complexe.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Chapitre 2

Micro-disques de Carbure de Silicium

Le chapitre précédent traitait des structures résonantes à mode de galerie en posant les bases théoriques de ce pan de l'optique intégrée. Cette étude nous a permis, entre autre, de motiver le choix des micro-résonateurs pour les applications d'optique non-linéaire que nous visons. Dans ce chapitre, nous présentons les structures de micro-disques en carbure de silicium sur substrat de silicium que nous avons conçues et fabriquées. Dans un premier temps, nous introduisons le SiC afin d'expliciter les propriétés remarquables, optiques, mais aussi mécaniques, thermiques ou chimiques qui ont motivées notre choix d'utiliser ce matériau. Dans un second temps, ce chapitre traite des étapes de conception des micro-disques qui ont été réalisées, en majeure partie, grâce aux outils de simulations de solveur de mode développés à l'INL (voir Annexe 4.3). Enfin, nous présentons les différentes étapes de fabrication et les limitations, dues à l'utilisation d'un matériau moins mature que, par exemple, le silicium, qui peuvent advenir au cours de ces étapes.

2.1 Introduction

Anciennement connu sous le nom de Carborundum, le Carbure de Silicium (SiC) a très probablement été découvert pour la première fois dès 1824 par Jöns Jacob Berzelius [213]. Pourtant, c'est à partir de la fin du XIX^{e} siècle qu'Edward G. Acheson identifie formellement la composition du minéral et perçoit son potentiel abrasif dû à sa très forte résistance mécanique. Il décide de développer des procédés de production industrielle de poudre de SiC. Cette dernière sera utilisée pendant plus d'un siècle, et jusqu'à nos jours, où on la retrouve par exemple dans du papier de verre commercial figure 2.2a. Sous sa forme naturelle le carbure de silicium est extrêmement rare. Les échantillons trouvés proviennent souvent de météorites comme l'atteste la première découverte de SiC naturel par Henri Moissan qui a, par ailleurs, donné son nom aux cristaux de Moissanite 2.2b. Sa formation naturelle sur terre est néanmoins avérée depuis les années 2003 et la découverte par Di Pierro d'un cristal d'origine terrestre [214].

FIGURE 2.1 – Monocristal de SiC - Crédit LMGP

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Matériaux	E_g (eV)	n	μ_n $(cm^2/V\ s)$	E_c (MV/cm)	v_{sat} (cm/s)	λ_{thq} $(W/cm\ K)$
Si	1.1	3.5	1300	0.3	1.0	1.5
Ge	0.66	4.3	3900	0.1	0.5	0.6
GaAs	1.4	3.4	8500	0.4	2.0	0.5
GaP	2.3	3.1	350	1.3	1.4	0.8
3C-SiC	2.2	2.6	900	1.2	2.0	4.5
4H-SiC	3.3	2.6	720[a]	2.0	2.0	4.5
			65[b]			
6H-SiC	3.0	2.6	350[a]	2.4	2.0	4.5
			50[b]			

TABLE 2.1 – Quelques propriétés de semi-conducteurs importants avec, E_g l'énergie de la bande interdite, n l'indice optique du matériau, μ_n la mobilité électronique,E_c la tension de claquage, v_{sat} la vitesse de saturation des porteurs et λ_{thq} la conductivité thermique. [215, 225, 230–232]

De nos jours, le carbure de silicium est un matériau largement étudié et utilisé dans les domaines de l'astrophysique et de l'électronique à haute puissance et à haute température [27, 215–224]. Grâce à ses propriétés électroniques et thermiques remarquables en comparaison des semi-conducteurs classiques telles qu'illustrées tableau 2.1, le carbure de silicium permet la fabrication de composants électroniques formidablement robustes. C'est en particulier grâce à une énergie de bande interdite importante, des fortes conductivités électroniques et thermiques, une forte tension de claquage et une forte densité de courant admissible que de tels dispositifs sont possibles. Ces propriétés mises en parallèle avec l'inertie chimique du SiC et sa grande rigidité et résistance mécanique (module d'Young de 400 GPa à 450 GPa, surpassé uniquement par le carbure de tungstène et le diamant [225]), font des composants en SiC des candidats tout indiqués pour être utilisés dans des environnements extrêmes : applications spatiales, illustré par le capteur de la NASA figure 2.2c ou chambres de combustion [219, 226–229].

(a) (b) (c)

FIGURE 2.2 – (a) Papier de Verre à base de SiC - Crédit LamPlan Ltd. (b) Cristal de Moissanite, forme naturelle du SiC. (c) Le Glenn Research Center a déposé 3 brevets pour des capteurs de pression en carbure de silicium à destination des environnements extrêmes et à haute température. Crédit Nasa

Les entreprises photoniques sont les héritières des compagnies d'électroniques et ont adopté leurs procédés de fabrication. Pour ces raisons, elles sont sensibles à la compatibilité CMOS, ou tout du moins à la compatibilité silicium, des composants optiques. Cette dernière permet une réelle intégration des briques photoniques à des éléments électroniques

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

tout en minimisant les coûts de fabrication en s'adaptant aux lignes de fabrications préexistantes. Cette raison nous a amenés à nous focaliser sur le carbure de silicium 3C. En effet, le SiC existe dans une multitude de structures cristallines. Les plus courantes, représentées sur la figure 2.3, sont les structures hexagones 4H, 6H, 2H et la forme cubique 3C. Cette dernière est similaire à la structure Zinc-Blende : cubique face centrée pour chaque atome, l'un occupant la moitié des sites tétraédriques de l'autre. Cette structure cristalline cubique autorise la croissance du SiC-3C sur substrat de Silicium, contrairement aux autres structures cristallographiques, lui prodiguant l'avantage de la compatibilité Silicium évoquée plus avant. Pourtant, si des substrats de SiC monocristallins ont été réalisé dès 1983 [233], actuellement, seules les structures 6H et 4H sont disponibles à la commercialisation sous forme massive. L'avantage de la structure 3C réside donc dans sa capacité à être épitaxiée et à permettre la fabrication de composants sur substrat de Silicium ou de films fins [234]. D'autre part, le 3C-SiC a l'avantage d'être isotrope là où les structures 4H et 6H sont biréfringentes. Si la biréfringence offre un paramètre d'ingénierie supplémentaire, elle impose en revanche un contrôle de la polarisation beaucoup plus poussé dans le composant.

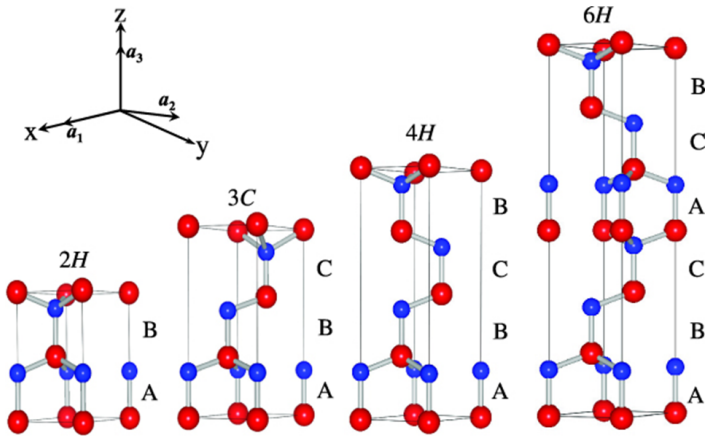


FIGURE 2.3 – Les structures cristallographiques du SiC les plus courantes - Crédit [235]

Malgré ces caractéristiques pour le moins intéressantes et les ponts souvent fréquents entre les matériaux utilisés en électronique et ceux utilisés en optique, le carbure de silicium a longtemps été négligé dans le domaine de la photonique intégrée. En effet, la forte inertie chimique et la résistance mécanique du SiC ont longtemps empêché la fabrication de composants photoniques micrométriques. Pourtant, dès les années 1990, des équipes perçoivent le potentiel de ce matériau pour des applications photoniques. On peut citer la réalisation de guide SiC sur saphir ou sur SiO2 et même la génération de seconde harmonique dans un cristal de structure hexagonale (6h) [124, 236, 237]. Mais il faut attendre 1995 et les travaux de Christian Zorman [238] pour que soit faite la première démonstration de croissance de carbure de silicium 3C sur substrat de silicium. En 2002, Hiroyuki Nagasawa [239] a développé un technique permettant de réduire les défauts planaires pour obtenir une croissance de SiC de relativement bonne qualité. Cette avancée a donné une nouvelle impulsion à la photonique SiC. Par la suite, l'amélioration des procédés fabrication tels que la photoli-

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

thographie de contact ou la gravure par torche à plasma à couplage inductif (Inductively Coupled Plasma ou ICP) [240, 241], et plus récemment, les gros progrès sur la croissance du SiC (notamment par le CHREA) [242–247], ont permis l'émergence de composants en SiC sur substrat de Silicium de haute qualité. Les années 2000 ont ainsi vu la réalisation de cristaux photoniques [31], de micro-résonateurs [28, 70, 248, 249], ou encore de guides d'ondes [250], les principales briques de base de la photonique intégrée.

Une attention spéciale a très récemment été portée sur les aspects quantiques et la génération de photon unique dans le SiC. Ces recherches ont donné lieu à un florilège de publications dans des revues prestigieuses illustrant la dynamique de cette thématique [251–261]. Parmi les travaux précurseurs, on note les avancés de Castelletto & al [262] qui, en 2013, ont mis en évidence l'aptitude du SiC à posséder des défauts à l'échelle atomique permettant la génération de photon unique. En particulier, ce groupe est parvenu à générer un défaut ponctuel dans du 6H-SiC ultra-pure qui consiste en une paire d'antiphase de carbone avec une lacune de carbone $C_{Si}V_C$. Un atome de silicium est manquant dans la maille et est remplacé par un atome proche de carbone qui crée ainsi une lacune représentée sur l'image 2.4 par un cercle en pointillé. Ce défaut permet une photoémission extrêmement intense (2×10^6 *counts* s^{-1}) à des longueurs d'onde comprises entre 640 nm et 680 nm, le tout avec un fort rendement quantique (70 %) et de manière stable (65 % des photoémetteurs sont stables durant plusieurs jours après un recuit à 800°C). Ces travaux font du SiC la source de photon unique la plus intense pour un matériaux massif à température ambiante [263]. Le carbure de silicium s'illustre manifestement comme un des matériaux d'avenir pour l'étude fondamentale de la mécanique quantique tout autant que pour des applications pratiques comme la distribution de clés quantiques, les répétiteurs quantiques ou le traitement tout optique de l'information.

Enfin, une partie des motivations de cette thèse concerne la détection de molécules et en particulier de biomolécules. Il est donc pertinent de s'intéresser à la biocompatibilité du carbure de silicium et à son potentiel pour les aspects biomédicaux. La définition de la biocompatibilité a beaucoup varié avec les progrès dans la compréhension du corps humain et des interactions qu'il peut avoir avec son environnement. La norme ISO 10-993 régit les prérequis nécessaires à l'appellation de biocompatibilité [264]. Selon cette norme, "*La biocompatibilité est la capacité d'un biomatériau à remplir une fonction spécifique avec une réponse appropriée de l'hôte*". Répondant à des applications variées, cette définition se veut large. Pour évaluer la biocompatibilité d'un dispositif médical ou d'un matériau en particulier, il est nécessaire d'envisager son utilisation, sa durée d'application, quelques heures, plusieurs jours, des années ou la zone où il se trouve. A titre d'exemple, l'or est biocompatible s'il est utilisé pour une restauration coronaire, mais pas dans le cas d'un implant orthopédique. Il n'est donc pas aisé de dire si un matériau tel que le SiC est biocompatible ou non, considérant que cela dépendra de l'utilisation qui en est faite, de son intégration, par exemple en électronique ou en mécanique, et de sa durée d'utilisation.

Ceci étant, selon la norme ISO, on peut dire qu'un matériau correspond aux normes de biocompatibilité lorsqu'il valide un certain nombre d'essais in vivo et in vitro :

— essais de génotoxicité (in vitro)
— essais de cancérogénicité et reproduction (in vivo)
— essais d'hémolyse (in vitro)

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

— essais de toxicité systémique (in vivo)
— essais de cytotoxicité (in vitro)
— essais d'irritation muqueuse (in vivo)
— essais d'irritation cutanée (in vivo)
— essais de sensibilisation (in vivo)
— essais d'implantation (in vivo)

Suivis d'essais chez l'animal en utilisation normale et enfin d'essais cliniques chez l'homme. A cela, il faut, bien sur, ajouter une non détérioration des propriétés en condition d'utilisation normale.

Plusieurs de ces tests ont été réalisés avec succès pour le SiC notamment pour l'étude de l'intégration de bio-capteurs et de bioMEMS/NEMS. Des premiers tests ont par exemple été réalisés en cultivant des cellules mammaires directement sur substrat de SiC. La prolifération et l'adhésion des cellules au substrat ayant été observées par microscopie de fluorescence [265]. Ces travaux et de nombreux autres concluent à une cytotoxicité faible, voire nulle du SiC sous forme de substrat [266–269]. Une inconnue demeure cependant : la détérioration en micro/nano-particules et l'impact de ces dernières sur l'organisme [270–272]. Malgré ce dernier point, le SiC apparaît prometteur pour des applications biomédicales comme des capteurs électroniques, ou pourquoi pas, à l'avenir, optiques intracorporels.

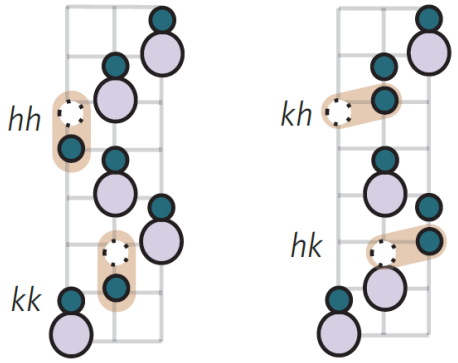


FIGURE 2.4 – Combinaisons de pairs Carbone en antisite - Lacune de Carbone ($C_{Si}V_C$) dans le 6H-SiC - Crédit [262]

Le carbure de silicium est donc un matériau déjà largement connu et utilisé dans un grand nombre de secteurs sans cesse croissant. L'amélioration des procédés de fabrication et les connaissances accrues sur ce matériau permettent désormais d'envisager l'intégration de composants aux tailles micrométriques de bonne qualité qui offrent de nombreuses possibilités en photonique. Bien sûr la qualité moyenne du SiC obtenu par croissance limite toujours en partie les propriétés de ces composants et il est encore difficile d'exploiter tout le potentiel promis par ce matériau. Heureusement, si la recherche conduit l'industrie, la réciproque est aussi vraie. Les optimisations en termes de fabrication résultent souvent d'impératifs de production industriels. Sur cet aspect, le SiC est chanceux car de nombreuses entreprises électroniques, à l'image de STMicroelectronics lancent la production massive de diode en SiC pour aller au-delà des limites physiques des diodes silicium [273]. Ceci promet d'améliorer

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

les procédés de fabrication et la connaissance du matériau et donc devrait offrir sous peu de nouvelles possibilités.

Si toutes ces propriétés : émission de photon unique, forte résistance mécanique et chimique, biocompatibilité,... offrent un large panel d'applications potentielles aux composants photoniques en SiC, nous nous intéressons plus particulièrement aux propriétés optiques du matériau. Nous avons choisi d'étudier cette plateforme en raison de ses très bonnes propriétés optiques attendues dans le proche et le moyen infrarouge. Ce sont ces spécificités ainsi qu'un état de l'art des composants déjà réalisés qui vont être développés dans la prochaine partie.

2.2 Le carbure de Silicium pour la photonique non linéaire moyen infrarouge

Outre des propriétés électroniques, mécaniques ou chimiques remarquables présentées précédemment, nous nous intéressons aux propriétés optiques du carbure de silicium. Dans le cadre de ma thèse, nous nous intéressons plus particulièrement aux plateformes matériaux compatibles silicium permettant des applications en optique non linéaire du proche au moyen infrarouge. Dans cette partie, nous détaillons les propriétés optiques du SiC qui en font un matériau si prometteur pour la photonique non-linéaire intégrée dans l'infrarouge.

2.2.1 Un matériau pour la photonique infrarouge

Le carbure de silicium possède avant tout une très large fenêtre de transparence, depuis l'UV (350 nm environ) jusqu'au moyen infrarouge (11 µm) [222, 274]. Ceci permet de couvrir l'ensemble des applications qui nous intéressent que sont les télécommunications et la spectroscopie moyen infrarouge. Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.5, le SiC est un des matériaux qui possède la plus large fenêtre de transparence à l'exception du germanium et de l'arséniure de gallium. Contrairement à ces derniers, le SiC est par contre aussi transparent dans la bande visible et proche infrarouge. Cette propriété, utile par exemple pour l'optique quantique, permet la génération de photon unique à ces longueurs d'onde [255,257]. Plus proche de nous, cette large fenêtre de transparence peut nous permettre de travailler y compris à plus faible longueur d'onde. Ceci peut s'avérer avantageux dans certaines applications d'optique non-linéaire comme la génération de troisième harmonique à 1.55 µm dont les photons sont émis dans le bleu. Hors des gammes de longueur d'onde qui nous intéressent dans cette thèse, nous pouvons aussi noter une autre fenêtre de faible absorption au-delà de la barrière des 11 µm. M. Naftaly rapporte ainsi la présence d'une gamme de transparence dans le térahertz entre 0.1 THz et 10 THz [275]. L'absorption augmente ensuite progressivement de 10 THz jusqu'à 18 THz. Le pic d'absorption de 11 µm correspond quant à lui à la vibration fondamentale des sous-mailles silicium et carbone entre elles. Selon les calculs théoriques réalisés par Mutschke [276], le pic d'absorption attendu pour des grains de SiC parfaits doit être relativement fin (quelques centaines de nanomètres). Cependant, d'après la même référence, les défauts présents dans le matériau entraînent un élargissement du pic qui peut s'étaler alors sur plusieurs microns. Cela signifie, qu'en dehors d'une bande autour de 11 µm qui peut être réduite en améliorant la qualité du matériau, le SiC peut être employé depuis l'UV jusqu'au THz lointain. Cette transparence exceptionnelle permet

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

d'envisager l'utilisation de ce matériau pour la spectroscopie dans pratiquement toute la gamme de longueur d'onde de l'infrarouge au terahertz. D'autre part, concernant toujours les propriétés linéaires, le SiC est un matériau à fort indice de réfraction ce qui permet un bon confinement de la lumière, nécessaire pour la fabrication de dispositifs d'optique intégrée.

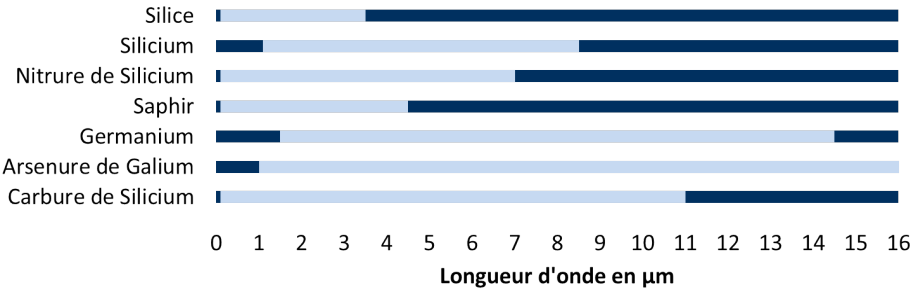


FIGURE 2.5 – Fenêtre de transparence à 2dB de matériaux d'optique intégrés. Cette image est inspirée de [18] et complétée du nitrure de silicium et du carbure de silicium. La partie bleue claire indique une zone de transparence et la partie bleu foncée une zone d'absorption. La transparence du GaAs est issue de la référence [277].

2.2.2 Propriétés non linéaires

"It's all about the Bandgap" affirme ST-microelectronics dans la vidéo de présentation de ses nouvelles diodes en SiC [273]. Ce serait en effet une bonne manière de résumer les propriétés qui font du SiC un matériau si prometteur pour l'optique non-linéaire. Afin d'obtenir des effets non linéaires importants, il est nécessaire d'avoir un matériau qui possède à la fois un fort indice non linéaire n_2, mais aussi une absorption multi-photon faible, voire nulle. Comme on peut le voir sur le tableau 1.1 page 54, le carbure de silicium possède un indice non-linéaire n_2 proche de celui du silicium, mais c'est bien la grande bande interdite du matériau qui rend le SiC adapté aux applications d'optique non-linéaire. Grâce à une énergie de bande de $E_g \approx 2.36$ pour le 3C-SiC, il n'y a plus d'absorption à deux photons au-delà de 1.05 µm et plus d'absorption à trois photons au-delà de 1.58 µm. Sachant que la probabilité d'avoir de l'absorption multi-photons diminue avec le nombre de photons impliqués, l'intensité de l'absorption à 4 photons est généralement très faible. Il est donc virtuellement possible dans du SiC de s'affranchir de l'absorption non-linéaire au-delà de 1.58 µm, voire aux longueurs d'onde télécoms en fonction de la fabrication du SiC. C'est ce qu'a démontré Shota Yamada dans un papier de 2012 sous la direction de Susumu Noda [31]. Des cristaux photoniques en 6H-SiC sur SOI (SICOI) ont été fabriqués avec une énergie de bande qui a été mesurée comme étant égale $E_g \approx 3$ [278, 279]. Dans ce cas, il n'y a théoriquement pas d'absorption à deux, voire trois photons, à des longueurs d'onde supérieure à 1.2 µm environ. Yamada a donc démontré la suppression d'absorption multi-photon dans des cristaux photoniques à 1.55 µm. La figure 2.6, reproduit de cette même publication, illustre le principal résultat obtenu dans cette étude. Les spectres d'émission de cavités à cristaux photoniques en silicium sur l'image (a) et en carbure de silicium sur l'image (b) pour différentes puissances de pompe sont représentés. Les dimensions des cristaux sont choisies afin d'obtenir un facteur de qualité et une longueur d'onde de résonance identiques dans les deux matériaux afin de limiter les fac-

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

teurs d'incertitude. Sur l'image (a), on observe un décalage de la longueur d'onde d'émission vers le bleu lorsque la puissance augmente, ce qui est révélateur de la présence d'absorption multi-photons et plus particulièrement de l'absorption de porteurs libres générés par cette absorption non-linéaire. L'intensité d'émission n'augmente pas non plus significativement avec la puissance de pompe, limitant les potentiels effets non-linéaires. En revanche dans le cas du SiC, sur la figure (b), la longueur d'onde de résonance reste constante tandis que l'intensité de l'émission augmente proportionnellement avec la puissance de pompe. Ceci indique la suppression de l'absorption multi-photon. Or, sans absorption multi-photon, le facteur de mérite est virtuellement infini. Cette propriété du SiC en fait un excellent candidat pour des applications en optique non-linéaire.

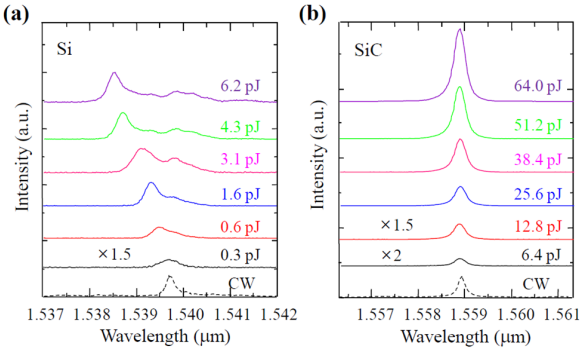


FIGURE 2.6 – Spectre de l'émission verticale de la nano-cavité pour différentes intensités. (a) Dans le silicium, l'augmentation de l'intensité entraine un décalage vers le bleu et pas d'augmentation notable de l'intensité émise. (b) Dans le carbure de silicium, l'intensité émise augmente linéairement avec l'intensité d'entrée. Crédit [31]

2.2.3 Un matériau pour des environnements extrêmes : coefficient thermo-optique et dilatation thermique

Outre des propriétés purement optiques, le SiC possède aussi des propriétés non optiques qui permettent de l'utiliser dans des environnements extrêmes. Nous avons déjà parlé précédemment de ses très fortes résistances mécanique et chimique qui permettent une forte stabilité des composants dans le temps. Nous pouvons aussi citer sa faible dilatation thermique $\frac{1}{R}\frac{dR}{dT} = -3.26 \times 10^{-6}/K$ [206] et son faible coefficient thermo-optique $\frac{dn}{dT} \approx 3-4\times10^{-5}$ [70,230,280,281] autour de 300 K. Le coefficient de dilatation (ou d'expansion) thermique caractérise l'augmentation de la dimension du matériau dans une direction avec l'élévation de température. Plus ce coefficient est faible, plus le matériau reste stable avec la température. Le coefficient thermo-optique caractérise quant à lui l'évolution de l'indice de réfraction avec la température. Cette variation est la résultante de la compétition entre le terme de polarisabilité, dépendant de la température, et celui de dilatation thermique. Dans les diélectriques, habituellement, le terme de polarisabilité prévaux sur celui de dilatation, entraînant un coefficient thermo-optique positif.

Ces faibles coefficients sont avantageux par deux aspects. Le premier est la capacité du matériau à endurer des fortes variations de températures. Une faible dilatation thermique diminue par exemple les risques de formations de défauts à l'intérieur du matériau. Ce n'est

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

plus vrai si l'on considère une interface avec un autre matériau ayant un coefficient de dilatation différent comme le silicium. Le faible coefficient thermo-optique permet de s'assurer que le composant peut fonctionner à une longueur d'onde constante malgré des évolutions de températures et/ou à fort puissance optique. Contrairement au chalcogénure par exemple ou même à certains guides de silicium, le SiC peut supporter de fortes intensités sans être endommagé. Ainsi, S. Niedermeier & al. a effectué des mesures de génération de seconde harmonique dans les structures 4H et 6H. Au cours de ces expériences, l'équipe a utilisé des lasers pulsés de 10 ns à 1064 nm et a mesuré un seuil de dommage allant de 5 $GW.cm^{-2}$ à 80 $GW.cm^{-2}$ en fonction de la pureté du SiC et du nettoyage de l'échantillon. [282]. Avec des lasers femtosecondes à 800 nm allant jusqu'à 120 $GW.cm^{-2}$, aucun dommage notable n'a été mesuré. Pour mesurer le seuil de dommage avec un laser femtoseconde, d'autres expériences ont été menées en 2008 par G. L. DesAutels & al sur du 6H-SiC. L'équipe cherchait à mesurer l'indice non-linéaire et l'absorption à deux photons du matériau, ainsi que le seuil de dommage laser. Pour ce dernier point, un laser femtoseconde à 780 nm de largeur spectrale et de durée d'impulsion 150 à 200 fs a été utilisé. Il a été conclu à des seuils de puissance de dommage du matériau de 0.6 $J.cm^{-2}$ à 6.4 $J.cm^{-2}$ [283] soit des intensités de 3000 à 30000 $GW.cm^{-2}$.

L'autre aspect intéressant de ces propriétés concerne les capacités non-linéaires thermiques du matériau. Lors d'une élévation de température, l'indice de réfraction d'un matériau augmente dans la plupart des semi-conducteurs (certains matériaux comme le dioxyde de titane peuvent avoir un coefficient thermo-optique négatif [284]) entraînant un décalage en longueur d'onde vers le rouge dans des cavités résonantes. Cette propriété bien connue des diélectriques peut être utilisée pour réaliser des capteurs de température ou des switchs thermo-optiques [198,285,286]. L'avantage du faible coefficient thermo-optique du SiC réside dans la large plage de température qu'il est possible de mesurer. Cette dernière peut aller jusqu'à plusieurs centaines de degrés sans dégradation du matériau. De nombreux composants électroniques en SiC pour les fortes températures et les fortes puissances existent déjà [27] et cette propriété profitera certainement très prochainement à l'optique. Des capteurs de températures optiques pour les environnements extrêmes commencent à être fabriqués et commercialisés. Le meilleur exemple étant sans doute le capteur de très haute température placé dans des chambres de combustion de turbine réalisé par Nabeel Riza [219]. En utilisant une cavité de type Fabry-Pérot en SiC, son équipe a pu mesurer des températures jusqu'à 1200°C et démontrer la résistance du composant jusqu'à 1600°C (sans parler des conditions de pression et des attaques chimiques possibles dans une chambre de combustion). Cette capacité unique du carbure de silicium en fait un candidat idéal pour des composants photoniques en environnement extrême.

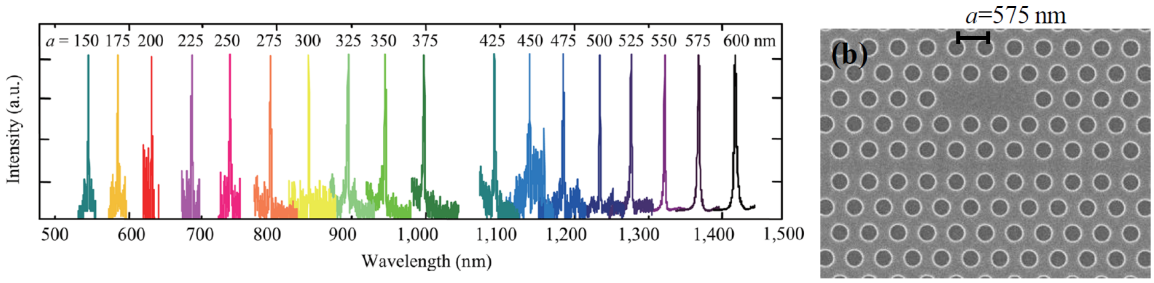
2.2.4 Micro-résonateurs et composants non linéaires en SiC

Dès les années 1990, des groupes de recherche ont essayé de réaliser des composants en SiC. En 1991, X. Tang & al. de la Howard University de Washington, ont démontré, pour la première fois, la propagation de lumière visible dans un guide de 3C-SiC mutlimode sur saphir à $\lambda = 632nm$ (Laser He-Ne) [236]. En 1993, Y. Liu et P. Prucnal ont réalisé un guide monomode de SICOI (pour SiC on isolator : du carbure de silicium sur isolant, généralement de la silice) sur lequel ont été démontrée de faibles pertes (de l'ordre de 3dB/cm pour une épaisseur de 1 µm) à une longueur d'onde de 1.3 µm [124]. Cependant, et probablement

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

en raison des difficultés de fabrication et/ou de l'utilisation de substrats exotiques, à ma connaissance, aucun nouveau dispositif photonique n'a été réalisé durant la vingtaine d'années qui a suivi. S. Niedermeier & al., ont bien mesuré l'indice non-linéaire d'ordre deux par génération de seconde harmonique dans du SiC sous ses formes 4H et 6H, dont les valeurs obtenues sont respectivement 18 ± 4 pm.V^{-1} et 24 ± 4 pm.V^{-1}, mais ces caractérisations ont été effectuées sur des échantillons massifs [282].

Il a fallu attendre le début des années 2010 et les travaux du groupe de S. Noda pour que la communauté se ré-intéresse à ce matériau pour des applications optiques. Entre 2011 et 2012, ces chercheurs ont démontré la fabrication de cristaux photoniques en SiC à fort facteur de qualité (jusqu'à $Q \approx 10000$), leur utilisation pour des applications large bande du visible à l'infrarouge, et la suppression de l'absorption multi-photon [31, 278, 279]. La même année, l'article publié dans Nature par William Koehl & al. démontrant le contrôle des défauts pour l'émission de photon unique a mis à jour les extraordinaires propriétés du SiC pour ces applications [252].



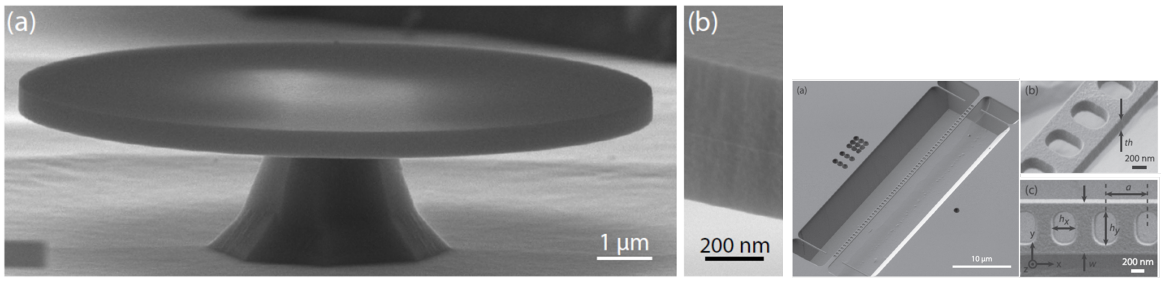
(a) (b)

FIGURE 2.7 – (a)Mesure de spectres de résonance pour des cavités à cristal photonique avec différentes périodes de 150 nm à 600 nm. Chaque spectre correspond à une cavité individuelle. Crédit [279] (b) Cavité à cristal photonique en SiC. Crédit [278]

Depuis, de nombreux dispositifs en carbure de silicium ont été réalisés dont les plus aboutis sont présentés dans ce chapitre. A la suite des cristaux photoniques de S. Noda, plusieurs groupes se sont attelés à la réalisation de résonateurs en disque ou en anneau. Parmi les premiers à obtenir ces géométries, nous pouvons citer les travaux de X. Lu & al., du groupe de Rochester, qui ont réalisé, dès 2013, des micro-disques en SiC [70] et ont atteint, l'année suivante, les plus forts facteurs de qualité mesurés jusqu'à maintenant sur cette plateforme avec des valeurs de $Q \approx 130000$ [28, 249]. En outre, leur groupe est parvenu à extraire le coefficient thermo-optique du 3C-SiC dans ces disques et a obtenu une valeur relativement faible : $\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T} = 2.92 \times 10^{-5}$ K^{-1} [70]. Ils ont aussi démontré le potentiel de cette structure pour des applications opto-mécaniques [70, 287]. J. Lee & al., du même groupe, a aussi réalisé des cavités à cristaux photoniques en SiC amorphe suspendues qui sont visibles sur l'image 2.8b. Elles permettent d'atteindre des facteurs de qualité de l'ordre de $Q = 7.69 \times 10^4$ pour des volumes modaux de $V = 0.60 \left(\frac{\lambda}{n}\right)^3$ [288]. Ces travaux tendent à exploiter les très bonnes propriétés mécaniques et thermiques du SiC pour des applications optiques. Dans d'autres travaux, X. Lu & al., parviennent à extraire le coefficient Kerr dans ces micro-disques qui sont visibles sur la figure 2.8a [28]. Ces résultats démontrent que le 3C-SiC dispose d'un

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

indice non-linéaire $n_2 = (5.9 \pm 0.7) \times 10^{-19}$ m^2.W^{-1}, soit légèrement inférieur au silicium ou au germanium, mais significativement supérieur aux matériaux habituellement utilisés pour la réalisation de peignes de fréquence comme le Si_3N_4 [289], l'AlN [290], le diamant [291], la silice [125], le CaF_2 [292] ou le MgF_2 [125]. Outre ce résultat qui illustre le fort potentiel du SiC en tant que matériau non-linéaire, la méthode utilisée est une de celle que nous souhaitions implémenter sur nos échantillons. Cette technique, utilisée pour la première fois par H. Rokhsari et K.J. Vahala [293], est décrite plus précisément dans le chapitre 4. Brièvement, le principe consiste à utiliser le décalage en longueur d'onde d'une résonance initié à la fois par l'effet thermo-optique et l'effet Kerr (par un effet similaire à la modulation croisée) lorsqu'un laser continu pompe à une autre résonance du mode. Une autre source signal de plus faible intensité est utilisée pour sonder la première résonance. Une modulation temporelle de la pompe se retrouve sur le signal par effets thermique et Kerr. En augmentant la fréquence de modulation, typiquement au-delà de la centaine de MHz, il est possible de s'affranchir des effets thermiques dont le temps caractéristique est plus lent que pour les effets Kerr. Ainsi, à faible fréquence de modulation, le signal est modulé principalement par effet thermique tandis qu'à haute fréquence, il est modulé par effet Kerr. Il est alors possible d'extraire directement l'indice non-linéaire du matériau de l'intensité du signal en fonction de la fréquence de modulation. Cette méthode est intéressante, par exemple, lorsque les facteurs de qualités ou les effets non-linéaires sont trop faibles pour obtenir un signal détectable avec du mélange à quatre ondes.



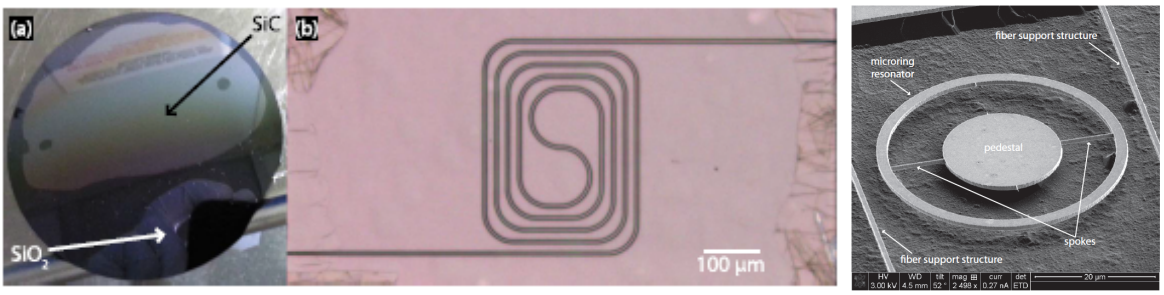
(a) (b)

FIGURE 2.8 – Image de gauche : (a) Image SEM d'un micro-disque d'épaisseur 570 nm et de rayon 6 µm. (b) SEM image du bord du disque. Crédit [28]. Image de de droite : (a) Vue globale d'une cavité à cristal photonique suspendue en SiC amorphe (b) zoom de la même image (c) vue du dessus avec les dimensions : $w = 1.26a$, $h_x = 0.63a$, et $h_y = 0.85a$ pour a compris entre 500 nm et 550 nm. [288]

D'autres travaux, notamment du groupe de Cornell (désormais à Columbia) de M. Lipson et A. Gaeta ont permis d'extraire les propriétés non-linéaires du carbure de silicium sous forme hexagonale 6H. Un guide de SiC sur isolant visible sur l'image 2.9a a été réalisé par la technique *Smart Cut*^{TM} (celle-ci est décrite plus précisément dans la partie fabrication 2.4). Des pertes SiC de l'ordre de 7 dB/cm ont été mesurées dans le moyen infrarouge à 2.36 µm, ce qui correspond aux meilleurs résultats atteints à ces longueurs d'onde. Bien que ces pertes soient encore relativement importantes en comparaison de plateformes comme le silicium sur isolant, le regain d'intérêt pour ce matériau amène à des progrès rapides. Le SiC étant censé être transparent à ces longueurs d'onde, les pertes viennent principalement des procédés de fabrication : rugosités et défauts. L'indice non-linéaire a été extrait en mesurant

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

l'élargissement spectral issu de l'auto-modulation de phase et est égal à 8.6×10^{-19} $m^2.W^{-1}$, légèrement plus important que pour le carbure de silicium amorphe et comparable au silicium à la même longueur d'onde. Le même groupe a aussi réalisé un micro-résonateur en anneau suspendu en 3C-SiC possédant un facteur de qualité de $Q \approx 14000$. Si ce n'est pas le meilleur résultat obtenu sur cette plateforme, le dispositif suspendu est élégant et finement réalisé [248].



(a) (b)

FIGURE 2.9 – Image de gauche : (a) Wafer de SICOI de 3 pouces réalisé par procédé *Smart Cut* (b) Guide de SiC réalisé sur le wafers. Crédit [30] et image de droite : Image SEM d'un micro-résonateur en anneau en 3C-SiC. Le résonateur possède un rayon de 20 µm, une largeur de 2 µm et un épaisseur de 0.86 µm. Crédit [248]

Deux autres réalisations notables ont marqué notre attention. D'abord, M. Radulaski & al. du groupe de Vučković à Stanford ont réalisé des micro-disques de 3C-SiC de petits diamètres - 1.7 µm à 2.5 µm - à fort facteur de qualité $Q \approx 2300$ permettant de la photoluminescence dans le spectre visible [294]. Dans le même registre, d'autres travaux du même groupe envisagent l'utilisation de structure hybride comme émetteur quantique dans le visible [295] et un groupe de l'INL utilise l'implantation de défauts dans du SiC [259] pour de l'émission visible.

Nous terminons cette étude par les récents très beaux travaux de F. Martini et A. Politi de l'université de Southampton [296]. Les auteurs ont réalisé une plateforme complète sur SiC depuis les réseaux de couplage jusqu'aux guides et aux résonateurs en anneaux, pour des comportements mono et multimodes. Afin de s'affranchir du problème du substrat de fort indice, qui est généralement du silicium, ils ont sous-gravé intégralement le dispositif par une étape de gravure en phase vapeur de XeF_2. Une image représentant les étapes de fabrication est visible sur l'image 2.10 de gauche. Au centre, nous pouvons voir un dispositif comprenant un guide et un résonateur en anneau. Sur l'image de droite, nous avons une vue globale du dispositif avec différents guides, résonateurs et coupleurs pour des comportements mono et multi-modes. Cet article démontre en particulier qu'une plateforme tout SiC est à portée de main pour réaliser des composants non-linéaires depuis le visible jusqu'au moyen infrarouge, voire au terahertz. Durant la rédaction de ce manuscrit, la même équipe a publié un article démontrant, pour la première fois, la génération de mélange à quatre ondes à 1.5 µm sur plateforme tout SiC. En utilisant le fort facteur de qualité des structures suspendues décrites précédemment, F. Martini et A. Politi ont extrait, non seulement l'indice non-linéaire du 3C-SiC par mélange à quatre ondes $n_2 = 5.31 \pm 0.04 \times 10^{-19}$ $m^2.W^{-1}$, mais aussi ont observé

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

un signal Raman correspondant à des non-linéarités de l'ordre de 3.8 $W.m^{-1}$. Ces résultats représentent "*Une étape fondamentale dans le développement de la photonique non-linéaire 3C-SiC et démontre le potentiel de cette plateforme*" [33].

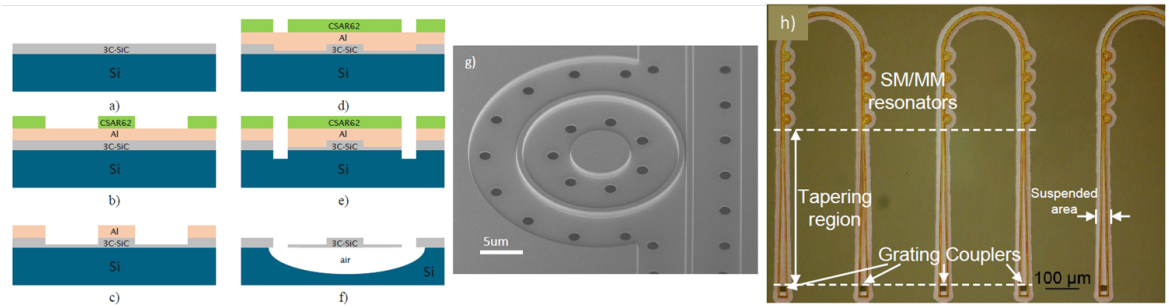


FIGURE 2.10 – Gauche : Étapes de la fabrication des composants de la plateforme tout SiC de l'article de Martini et Politi. Milieu : Image SEM de dispositifs photoniques en SiC comprenant un résonateur en anneau et un disque. Pour assurer le confinement, le SiC est sous gravé. Droite : Vue d'ensemble des composants en SiC comprenant résonateurs, disques et coupleurs. Crédit [296]

2.3 Conception des micro-disques de SiC sur substrat de silicium

La conception de nos micro-disques devait répondre à plusieurs objectifs. D'abord, pour des raisons expérimentales les caractérisations ont été réalisées dans le proche infrarouge. Au cours de ma thèse, nous avons cherché, à plusieurs reprises à étendre nos méthodes de caractérisation dans la gamme du moyen infrarouge. Les pistes envisagées sont développées dans le chapitre 4, mais n'ont pas abouti au cours de ces trois années. Nous avons donc conçus principalement nos disques pour des mesures à 1.5 µm, tout en souhaitant pouvoir transposer ces mesures dans le moyen-infrarouge si besoin.

Nous avons ensuite conçu nos micro-disques afin qu'ils permettent la suppression des modes d'ordre supérieur tout en conservant un fort facteur de qualité pour le mode fondamental, indispensable aux phénomènes d'optiques non-linéaires. Ainsi, plusieurs dispositifs de qualité, rayon de disque et sous-gravure de SiC différents ont été fabriqués et étudiés pour répondre aux différents besoins.

Dans cette partie, nous présentons d'abord la géométrie de micro-disque que nous avons sélectionnée et les motivations qui nous ont amenées à ce choix. Ensuite, nous présentons les raisons qui nous ont poussées à vouloir supprimer les modes de galerie d'ordre supérieur et la méthodologie qui a été adoptée pour cela. Enfin, nous présentons les étapes de fabrication et certaines des limitations que nous pouvons rencontrer durant ces étapes.

2.3.1 Micro-disques de SiC sur substrat de silicium

Comme il a été montré précédemment en 2.2, le SiC est un matériau prometteur pour la photonique non-linéaire infrarouge. La compatibilité silicium de la structure cubique 3C

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

offre, d'autre part, un avantage significatif pour la fabrication de dispositifs intégrés en comparaison des structures hexagonales les plus courantes, 4H ou 6H. La plateforme SiC sur silicium possède malheureusement un inconvénient notable pour l'optique intégrée. En effet, le carbure de silicium dispose d'un indice de réfraction de $n_{SiC} \approx 2.6$ à 1.5 µm qui est inférieur à celui du silicium de $n \approx 3.4$. Or, la lumière se propage préférentiellement dans le matériau de plus fort indice. Cela signifie que, dans un dispositif où le SiC est en contact avec le silicium, la lumière aura tendance à se propager dans le silicium. Certains dispositifs classiques, comme des guides ou des résonateurs en anneau de SiC sur Si ne permettent donc pas de confiner la lumière à l'intérieur du carbure de silicium.

Afin de contourner ce problème plusieurs solutions ont été envisagées. La première consiste évidemment à utiliser un autre substrat que du silicium, d'indice inférieur à celui du SiC. On peut penser naturellement à la silice qui est largement utilisée en photonique et dont l'indice de réfraction est de $n \approx 1.5$ à 1.5 µm, bien inférieur à celui du SiC. Cependant, deux aspects limitent ce choix. D'abord, la Silice n'est pas transparente dans le moyen infrarouge. C'est une des raisons qui motive notre choix de s'affranchir de la plateforme SOI. D'autre part, si la fabrication de SiC sur silice (SICOI) peut tout de même être intéressante pour des applications dans le proche infrarouge, la fabrication de composants SICOI requière des étapes très complexes.

Pour ce faire, plusieurs techniques ont été développées [297]. La plus simple consiste à utiliser le procédé *Smart Cut*™ développé par le CEA-LETI [223, 298, 299]. Dans notre cas, ce procédé permet de transférer une couche de SiC sur silicium sur un substrat de silice obtenant ainsi du SICOI. Cette technique, initialement développée pour des substrats SOI, peut-être divisée en 6 étapes indiquées sur la figure 2.11a (a). La première étape consiste à faire croître une large couche d'oxyde sur deux wafers, l'un de SiC, l'autre de Si. Des ions H+ sont ensuite implantés dans le SiC afin de créer des micro-défauts dans le substrat et pouvoir "couper" la couche de SiC. Les wafers sont ensuite nettoyés, puis collés par la simple application d'une pression. L'ensemble est ensuite chauffé afin de consommer la rupture. Un recuit permet la stabilisation des interfaces. Enfin, la surface est polie. Même si cette technique est la plus efficace, elle reste très difficile à mettre en œuvre et les dispositifs possèdent souvent de nombreux défauts. La phase d'implantation peut par exemple être à l'origine de défauts, comme des microcavités, visibles sur la figure 2.11a (b). Mais le problème le plus important est dû à la courbure naturelle et à l'expansion thermique du SiC différentes de celui du Si qui génère des difficultés de collage et des défauts à l'interface oxyde/oxyde lors de la chauffe. Pour cette raison, cette technique est plus adaptée pour les substrats de SiC 6H ou 4H dont les rayons de courbure sont plus proches de ceux du Si. Malgré tout, cette méthode reste la plus adaptée pour la fabrication de SICOI. Récemment, le groupe de Lipson et Gaeta est parvenu à réaliser des guides de 6H-SiC sur silice, visibles figure 2.9a, et ainsi à mesurer l'indice non linéaire du 6H-SiC dans le proche infrarouge [30]. D'autres substrats comme le saphir ont été envisagés entre autre pour utiliser le potentiel du SiC dans le moyen infrarouge [236, 300], mais ce, principalement pour la configuration 6H.

L'autre solution, qui est celle que nous avons privilégiée, est de conserver un substrat de silicium et de contourner, voire d'exploiter le fort indice de réfraction du silicium. Ceci permet de grandement relâcher la contrainte sur la fabrication. Le carbure de silicium 3C

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

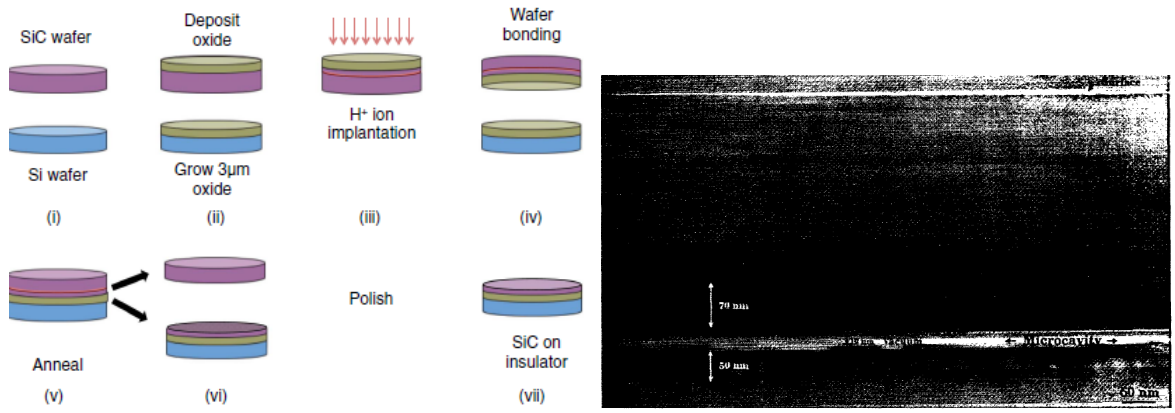


FIGURE 2.11 – Procédé *Smart Cut* (a) Ré-imprimé de [30] et SEM observation de microcavités dans du SICOI obtenu par procédé *Smart Cut* (b). Ré-imprimé de [299]

sur silicium n'est certes pas le matériau le plus simple à fabriquer, mais il reste connu et maîtrisé. Nous avons donc cherché à réaliser des composants en SiC sur Si permettant de confiner la lumière à l'intérieur du SiC et d'étudier les propriétés optiques du matériau du proche au moyen-infrarouge.

Un micro-disque de carbure de silicium sur pilier de silicium permet de réaliser l'équivalent d'une structure quasi-suspendue permettant de confiner la lumière à l'intérieur du SiC. Les modes de galerie se propageant au niveau des bords du disque, si le pilier est assez fin, ce dernier n'est pas perçu par la lumière qui ne peut donc pas interagir avec le silicium. Dans cette optique, nous avons conçu des disques disposant d'une gravure suffisante pour que la lumière ne puisse se propager que dans le carbure de silicium. Cette géométrie aussi doit permettre d'obtenir de forts facteurs de qualité théoriques. En comparant ces valeurs théoriques avec les facteurs de qualité mesurés et en nous basant sur la théorie des modes couplés et les simulations FDTD, nous pouvons estimer la qualité des procédés de fabrication, en particulier le niveau rugosité des flancs de gravure, ainsi que l'efficacité du couplage. Ces structures doivent aussi permettre, si les facteurs de qualité mesurés sont suffisants, d'accroître les effets non-linéaires 1.4. Nous avons donc choisi de fabriquer des disques avec des diamètres allant de 10 µm à 100 µm de diamètre. Des disques plus grands doivent permettre d'obtenir de meilleurs facteurs de qualité, mais comme expliqué à la fin de cette partie, il est possible que le couplage soit plus difficile à réaliser. L'épaisseur des disques de 500 nm de SiC nous assure un comportement monomode dans la direction azimutale dans le proche infrarouge. Cependant, cette dimension est faible pour un travail dans le moyen infrarouge et nous envisageons de l'augmenter pour de prochains échantillons. C'est aussi un paramètre que nous souhaitons pouvoir modifier à terme, afin de réaliser de l'ingénierie de dispersion. La gravure étant isotrope, la hauteur du pilier dépend principalement de la gravure latérale de ce dernier et est donc inversement proportionnelle à la largeur du pilier. Étant donnés les procédés de fabrications décrit dans la partie 2.4, nous nous attendons à un rapport d'environ 1.5 entre les gravures latérale et verticale, qui correspond à ce que nous observons sur les mesures par microscopie à balayage électronique. Afin de supprimer les modes d'ordre

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

supérieur comme indiqué en 2.3.2, plusieurs tailles de gravure ont été étudiées. D'abord, des échantillons préliminaires avec une sous-gravure de silicium 3 µm ont été réalisés. Ces premiers échantillons devaient nous permettre de valider les procédés de fabrication et la qualité du carbure de silicium ainsi que la méthode de caractérisation. Beaucoup d'incertitudes pouvaient dégrader ou même empêcher les mesures. D'abord, nous ne connaissions pas le niveau de défauts du matériau ni s'il permettait des caractérisations optiques. Ces premiers échantillons devaient ensuite permettre d'évaluer le niveau de rugosités. Enfin, la forte différence d'indice entre le carbure de silicium et les fibres en silice pouvaient rendre le couplage complexe. Ces échantillons doivent donc nous permettre de valider ces étapes. Une fois les procédés bien maîtrisés, nous avons choisi de réaliser de nouveaux échantillons avec deux nouvelles tailles de gravures. La première vers 2 µm (1.4 µm en pratique) doit nous permettre de supprimer les modes d'ordres supérieurs tout en préservant le mode fondamental. Les dispositifs avec une gravure plus large aux alentours de 4 µm doivent mettre en évidence, au contraire, la propagation de multiples modes de galerie, mais aussi nous permettre d'obtenir de meilleurs coefficients de couplage avec les modes d'ordre supérieur. C'est aussi sur ces disques, auxquels le couplage est plus efficace, que nous avons cherché à réaliser des mesures non-linéaires et thermiques. Enfin, cette gravure assez importante nous permettra de réaliser des premières caractérisations dans le moyen infrarouge dès que nous disposerons d'un banc expérimental compatible à ces longueurs d'onde. Un schéma du design des micro-disques est donnée pour indication sur la figure 2.12.

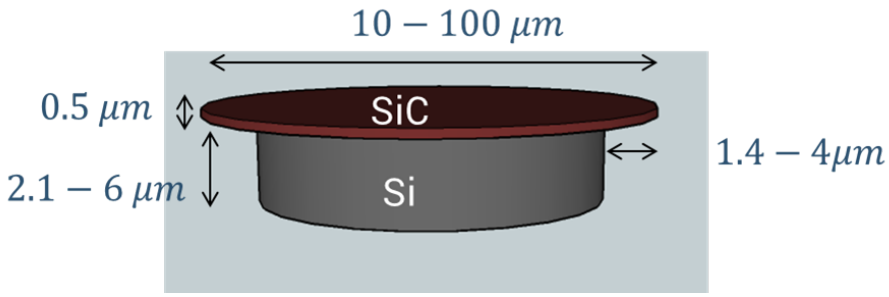


FIGURE 2.12 – Schéma et dimension des micro-disques de SiC sur substrat de silicium.

2.3.2 Suppression des modes d'ordre supérieur

Etat de l'art

Si le fort indice de réfraction du substrat de silicium comparativement au SiC, apparaît comme un frein au développement de structures photoniques intégrées, nous avons cherché au contraire, à exploiter cette faiblesse apparente. Une application possible consiste justement à utiliser les fuites à l'intérieur du pilier de silicium dans le but de supprimer les modes radiaux d'ordre supérieur. En effet, une application des micro-résonateurs à l'optique non-linéaires est la génération de peignes de fréquence décrite en section 1.4.2. Afin de générer ces peignes, il est communément admis de travailler en régime de dispersion anormale. Pour atteindre ce régime, les dimensions utilisées aboutissent généralement à un comportement multimodal. Or, en 2014, T. Herr & al. de l'équipe de T. Kippenberg à l'EPFL a démontré que les interactions entre les différentes familles de modes présentes dans les résonateurs (ap-

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

pelées *Avoided Mode Crossing* en anglais) peuvent altérer la dispersion des modes proches de la fréquence de pompe et ainsi empêcher la formation des solitons, qui sont à l'origine des peignes de fréquences dans ce type de résonateurs [34]. Il est tout de même important de relativiser ce résultat car, comme l'ont montré A. Matsko & al. ou YU. Liu & al., si le couplage entre les modes peut effectivement empêcher la formation de solitons, il peut, en contrepartie, modifier localement une dispersion normale en anormale et entrainer ainsi la génération de peignes de fréquences dans des structures à dispersion normale [136,301]. Ceci montre bien que les phénomènes à l'origine de ces sources large bande sont complexes. Notre géométrie pouvant potentiellement permettre la suppression de ces modes d'ordre supérieur, nous nous sommes attelés à cette tâche. Cependant, nous ne cherchons pas à développer une plateforme *clé en main* pour la génération de peignes de fréquences, mais plutôt à apporter une solution simple et originale sur le sujet.

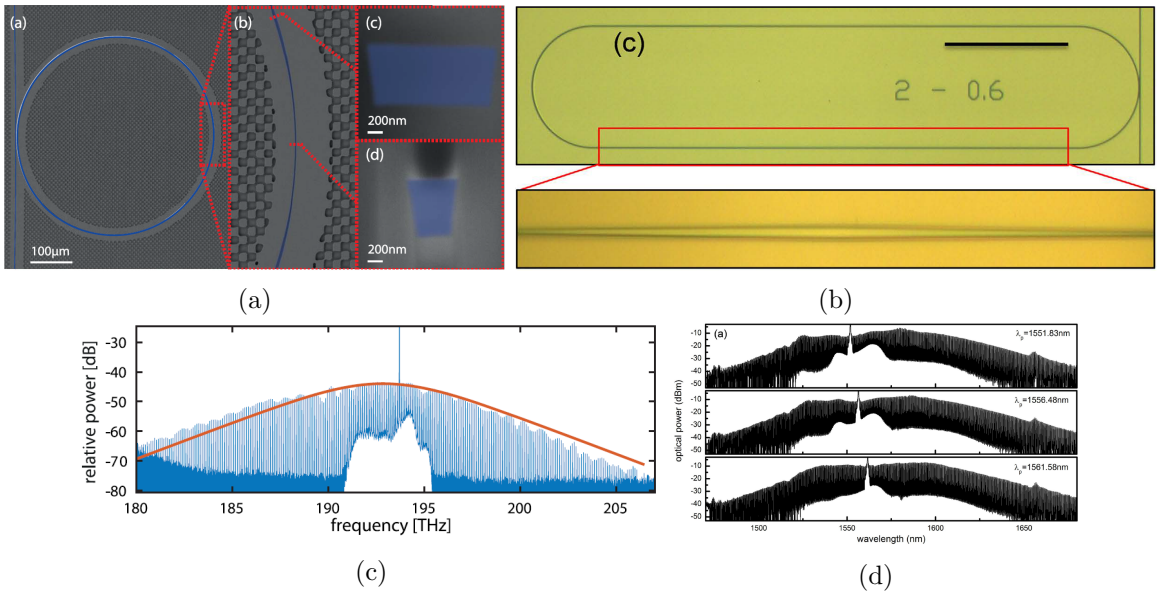


FIGURE 2.13 – Image d'un résonateur monomode optimisé pour la génération de peigne de fréquence : (a) Image SEM d'un micro-résonateur en SiN avec le résonateur complet (gauche), un agrandissement de la zone plus fine permettant le comportement monomode (encart rouge), et des coupes du guide dans la zone multimode (haut à droite) et monomode (bas à droite). Crédit [302]. (b) Résonateur "racetrack" monomode avec une zone plus large pour la génération de peigne de fréquence. Crédit [303]. (c) et (d) Peignes de fréquence ultraplats obtenus respectivement avec les dispositifs (a) et (b).

Dans la littérature, plusieurs méthodes ont été très récemment étudiées dans le but de supprimer les modes d'ordre supérieur [302, 303]. La méthode la plus commune consiste à utiliser un résonateur avec deux sections de dispersion opposée. Une zone plus large possède une dispersion anormale et un comportement multimodal. L'autre, plus fine, est en régime normal avec un comportement monomode. Ceci permet, à la fois, la génération du peigne de fréquence dans la partie à dispersion anormale tout en supprimant les modes d'ordre supérieur pour éviter un couplage (*avoided mode crossing*). Récemment, les articles de A. Kordts & al [302], en 2015, et de S. Huang & al. [303], l'année suivante, ont proposé deux géométries très proches basées sur ce principe qui sont respectivement représentées sur les

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

figure 2.13a et 2.13b. Le premier article montre les travaux réalisés dans un résonateur en anneau de nitrure de silicium sur silice. Cet anneau de 800 nm de hauteur possède une largeur de 1.65 µ(représenté sur l'image (c) de la figure 2.13a) sur pratiquement l'intégralité du résonateur. Cette dimension permet d'avoir une dispersion anormale pour la génération du peignes de fréquence par effets solitoniques, mais avec, en contrepartie, un comportement multimode. Une petite zone de plus faible largeur, 0.6 µ(représenté sur l'image (d) de la figure 2.13a), permet la suppression des modes d'ordre supérieur sans impacter le comportement du peigne en lui-même. Dans le deuxième article de S. Huang & al., une plateforme en Si_3N_4 de géométrie très proche est utilisée. Un résonateur en stade (racetrack) pratiquement entièrement mono-mode possède une section de coupe de 1×0.8 µm^2 tandis qu'une partie plus large 2×0.8 µm^2, multi-mode et de dispersion anormale permet la génération du peigne. Plusieurs avantages des ces structures méritent d'être mis en avant. D'abord, ces géométries sans *avoided mode crossing* possèdent un spectre extrêmement plat qui est illustré sur les figures 2.13d et 2.13c en comparaison des peignes générés dans des résonateurs multi-modes, comme par exemple celui visibles sur l'image 2.14. Sur ce denier, les couplages intermodes modifient localement la dispersion avec pour conséquence des fluctuations périodiques de l'intensité. Ce comportement n'est en revanche pas visible sur les peignes générés dans les résonateurs monomodes. L'image 2.13d illustre ensuite le deuxième avantage d'une structure monomode. Ces géométries permettent de pomper à n'importe quelle longueur d'onde (dans la limite de la zone de dispersion anormale) là où la maîtrise de la fréquence de pompe est fondamentale dans le cas des résonateurs multimodes, celle-ci ne pouvant être trop proche d'un croisement entre des modes, sous peine d'empêcher la génération de solitons. Tous ces phénomènes mettent en évidence l'avantage d'une structure monomode pour la génération de peignes de fréquence et nous pousse à étudier une méthode simple mais efficace de suppression des modes d'ordre supérieur.

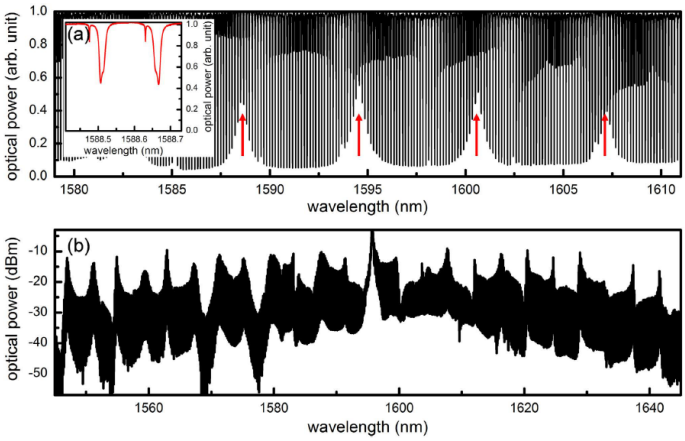


FIGURE 2.14 – Peigne de fréquence d'un résonateur multimode. (a) Transmission de la cavité froide d'un résonateur multimode. Cinq familles de modes coexistent (3 TE et 2 TM) et les modes hybrides entre les deux premiers modes TE créent une perturbation périodique dans le profil de dispersion et le facteur de qualité qui correspond aux flèches rouges sur le spectre. En insère : agrandissement des modes de cavités autour de 1588.6 nm. (b) Exemple de peigne de fréquence montrant une modulation d'amplitude périodique causée par l'hybridation des modes. Crédit [303]

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

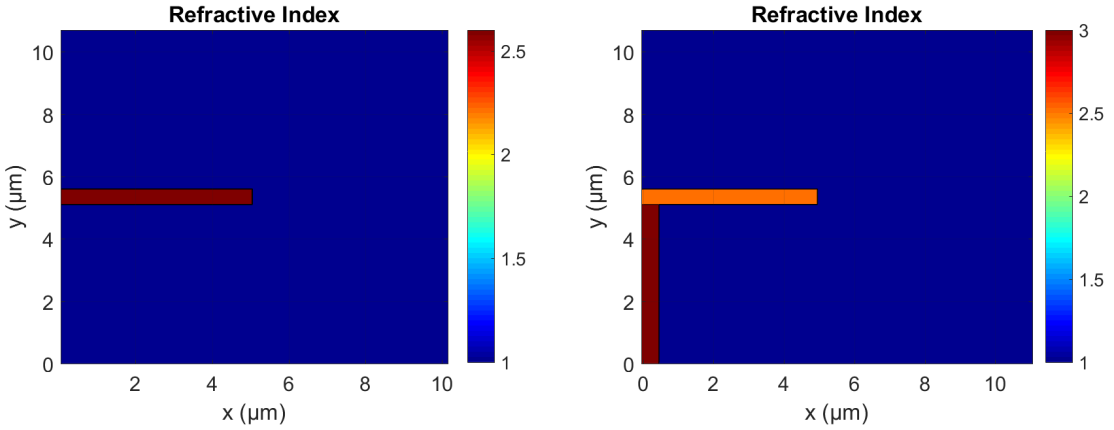
Suppression des modes d'ordre supérieur sur plateforme SiC/Si

La plateforme SiC sur silicium nous permet d'envisager une autre approche afin de supprimer les modes d'ordre supérieur. Les géométries citées précédemment sont complexes et nécessitent des designs et des procédés de fabrication élaborés. Nous avons cherché à développer une alternative en utilisant les modes de fuite dans le pilier de silicium. En effet, dans la structure SiC sur Si, la lumière est confinée dans le SiC dès lors que son interaction avec le silicium est négligeable. Les modes d'ordre supérieur possédant un étalement spatial plus important, il est alors possible d'utiliser cette spécificité et d'adapter la taille du pilier afin que seul le mode fondamental puisse se propager. Nous avons donc cherché à concevoir des micro-disques de SiC présentant une suppression des modes d'ordre supérieur dans le proche infrarouge. Cette longueur d'onde a été choisie car nous disposons d'un banc expérimental permettant la caractérisation des disques aux longueurs d'onde des télécommunications par couplage évanescent. Cependant, un de nos objectif, à terme, étant l'utilisation du SiC dans le moyen infrarouge, nous avons réalisé toutes les simulations pour les deux longueurs d'onde : 1.5 µm et 4 µm. Nous présentons ici principalement les résultats obtenus dans le proche infrarouge car ils correspondent aux dispositifs et aux caractérisations que nous avons pu réaliser.

Pour concevoir nos disques, nous avons simulé la propagation des modes radiaux à l'aide d'un solver de mode développé à l'Institut des Nanotechnologies de Lyon [110, 304] dont la description est donnée en annexe 4.3. Dans un premier temps, nous avons étudié les modes se propageant dans un disque de SiC sans pilier de silicium dont la géométrie en coupe est visible sur la figure 2.15a. Les paramètres utilisés sont décrits dans l'annexe 4.3. Ces simulations permettent de déterminer l'ensemble des modes pouvant théoriquement se propager dans une telle géométrie. Les simulations réalisées à $\lambda = 1.55$ µm pour un disque de 10 µm de diamètre sont visibles figures 2.17a à 2.17l. Nous avons représenté la répartition spatiale de la puissance des modes radiaux. Par puissance, nous entendons l'intégrale du vecteur de Poynting au travers du plan orthogonal à la direction de propagation, c'est-à-dire, $Ps = \iint_\Sigma \mathbf{\Pi} \cdot \boldsymbol{dS} = \iint_\Sigma \boldsymbol{E} \wedge \boldsymbol{H} \cdot \boldsymbol{dS}$. Pour différencier les polarisations, nous avons simulé en complément les champs électrique et magnétique : E et H. A partir de l'observation des composantes E_x et H_x, nous pouvons déterminer la polarisation du mode. Si des lobes se forment selon l'axe x, pour la composante E_x (resp. H_x), la polarisation est considérée comme quasi-TE (resp. quasi-TM). Notons qu'on parle ici de modes quasi-TE ou TM car les discontinuités liées aux disques dans les directions x et y imposent un couplage entre les composantes TE et TM. Ce n'est en principe pas le cas suivant la théorie de Mie si l'on considère un cylindre infini. Cependant, dans notre cas, on peut observer sur les profils des composantes électrique et magnétique que, par exemple pour le mode TE_{00} sur figure 2.18a, la composante majeure du mode quasi-TE E_x ressemble à un mode guidé TE tandis que la composante mineure E_y est pratiquement nulle et est présente uniquement dans les coins du micro-disque. Cette composante E_y doit être nulle dans le cas d'un vrai mode TE, d'où l'appellation *quasi-TE*. Cette remarque est aussi valable pour les modes quasi-TM en inversant E_x et E_y, comme nous pouvons le voir, par exemple, sur l'image 2.18b dans le cas du mode TM_{00}. Les images 2.18a à 2.18l montrent la répartition du champ électrique selon les axes x et y. Grâce à ces profils de mode, nous pouvons identifier les modes TE et les modes TM. Les images (a), (c), (e), (g), (i) et (k) correspondent à des polarisations TE, tandis que les autres : (b), (d), (f), (h), (j), (l), correspondent à des polarisations TM. Par soucis de simplicité, lorsque nous

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

étudions la dispersion dans les disques en fonction de la longueur d'onde, nous considérons toujours les modes radiaux. Les modes sont nommés en fonction du nombre de nœuds dans les directions x et y. Ainsi, le fondamental TE est noté TE_{00} figure 2.17a, tandis que le fondamental TM est noté TM_{00} figure 2.17b. Les modes 2.18g et 2.18h sont par exemple respectivement appelés TE_{30} et TM_{30}. On constate ici que 12 modes radiaux peuvent se propager avec des aires effectives qui varient de 0.28 µm^2 à 0.77 µm^2, soit des aires effectives jusqu'à presque 3 fois plus grandes. Le mode étant confiné dans la direction verticale, il ne peut que *s'étaler* vers le centre du disque. Dès lors, on comprend aisément qu'un pilier de taille adaptée permet de supprimer les modes d'ordre supérieur à la manière d'un passe haut.



(a) (b)

FIGURE 2.15 – (a) Simulation du mode solver sans le pilier et (b) Simulation du mode solver avec un pilier de 0.5 µm.

A partir des simulations par solver de mode nous pouvons obtenir plusieurs informations sur les modes propagés : l'état de polarisation, les parties réelle et imaginaire de l'indice effectif, ainsi que la répartition et le volume modal des différents modes guidés. Cette partie imaginaire de l'indice effectif correspond aux pertes subies par le mode. Or, comme décrit dans la section 1.3.3, différentes sources de pertes peuvent exister. Le solver de mode nous permet de calculer les pertes intrinsèquement dues à la géométrie, c'est à dire, les pertes par radiation et les fuites dans le pilier. Celles-ci nous permettent de remonter au facteur de qualité intrinsèque maximum atteignable. Nous ne prenons volontairement pas en compte, à la fois les pertes par absorption dans le carbure de silicium et les pertes par diffusion dues aux rugosités. L'absorption est effet extrêmement dépendante de la qualité du matériau tandis que la rugosité dépend de la fabrication. Ces pertes peuvent donc être extraites de mesures expérimentales, ou, à défauts, de la littérature, mais ne constituent pas des limitations résultant de la structure en elle-même, d'où la distinction que nous effectuons. Les facteurs de qualité donnés ici sont les facteurs de qualité *ultimes* qu'il n'est pas possible de dépasser. Typiquement ces facteurs de qualité *ultimes* ont été atteints dans la silice [68]. La valeur du facteur de qualité donnée ici indique entre autre, la marge de progression possible des étapes de croissance et de fabrication. En réalité, le facteur de qualité intrinsèque réel sera nécessairement inférieur à cette valeur en raison de l'absorption non nulle du matériau et des pertes dues aux rugosités. A partir de l'indice effectif complexe, nous pouvons ainsi déduire

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

les pertes du mode en dB/90° (c'est à dire en décibels par quart de tour dans le résonateur) et le FSR théorique. Notons que le calcul du FSR nécessite de connaître la vitesse de groupe effective. Il est donc nécessaire de calculer la dispersion du mode. Pour cela, nous avons simulé l'évolution de l'indice effectif des modes en fonction de la longueur d'onde. Les résultats sont regroupés dans la figure 2.16. On rappelle l'expression du FSR en fonction de l'indice de groupe 2.1 et celle du facteur de qualité en fonction de la partie imaginaire de l'indice effectif équation 2.2 :

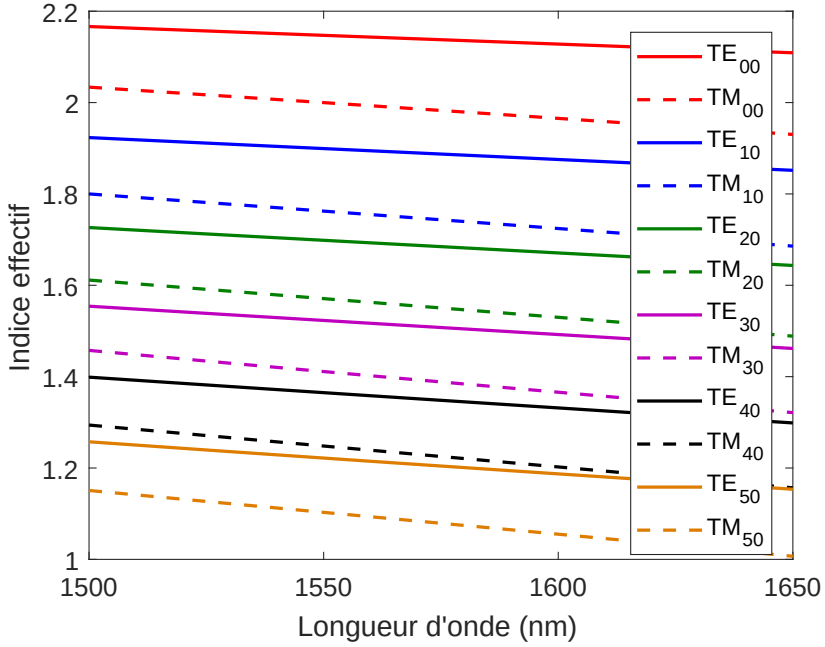


FIGURE 2.16 – Évolution de l'indice effectif des modes de galerie en fonction de la longueur d'onde dans un disque de SiC suspendu de 10 µm. Les traits plein correspondent aux modes TE et les tirets aux modes TM.

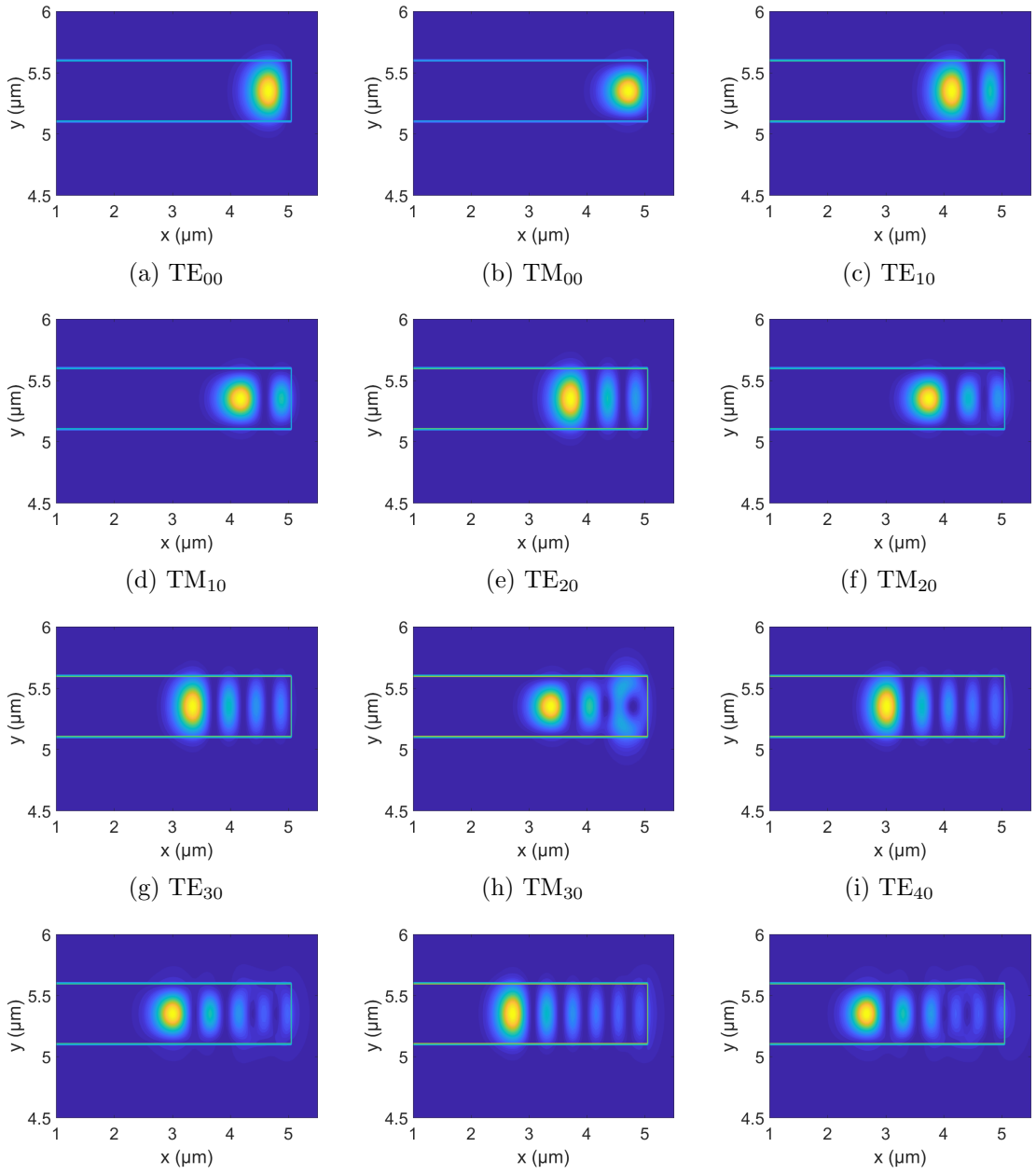
$$FSR = \frac{\lambda^2}{2\pi R n_{effg}} \tag{2.1}$$

et

$$Q_{int} = \frac{2\pi Re(n_{eff})}{\lambda Im(n_e ff)} \tag{2.2}$$

Nous avons réalisé des premières simulations dans des disques suspendus de 10 µm de diamètre en prenant pour l'indice optique du SiC $n_{SiC} = 2.69$, qui est la valeur que nous avons extraite de nos caractérisations (voir section 3.3.1). Les résultats des simulations sont résumé dans le tableau 2.2. Les indices effectifs vont de $n_{eff} = 2.15$ à $n_{eff} = 1$, ce qui est bien inférieur à la valeur de l'indice du matériau. Un aspect intéressant est la valeur extrêmement élevée du facteur de qualité de certain modes, jusqu'à 10^{22} pour le fondamental TE. Cette valeur signifie que les pertes par radiations sont négligeables devant les autres

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) TE_{00} (b) TM_{00} (c) TE_{10}

(d) TM_{10} (e) TE_{20} (f) TM_{20}

(g) TE_{30} (h) TM_{30} (i) TE_{40}

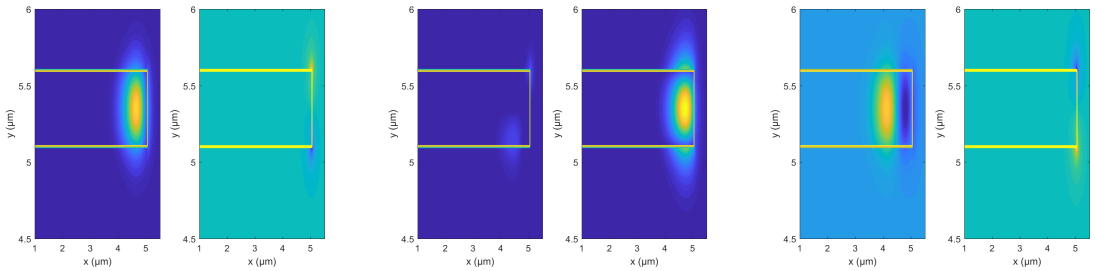
(j) TM_{40} (k) TE_{50} (l) TM_{50}

FIGURE 2.17 – Profil de puissance des mode TE et TM d'ordre *00* à *50* obtenus par solveur de mode.

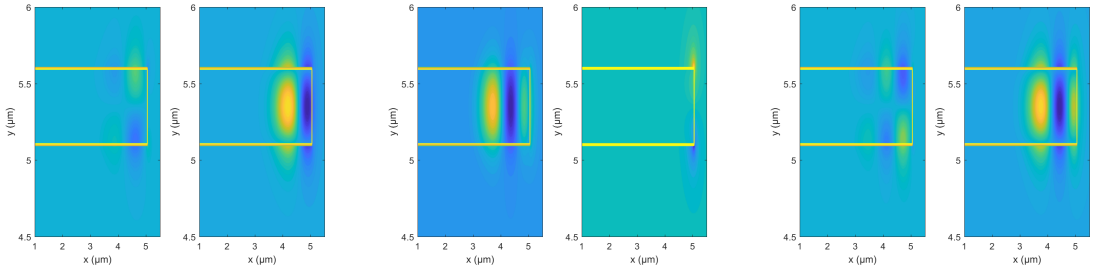
sources de pertes. Ce n'est plus le cas nécessairement pour les modes d'ordre supérieur à partir du mode TE_{30} où le facteur de qualité maximal possible n'est plus "que" de quelques centaines de millions. Si l'on ajoute à cela les pertes dues aux rugosités, à l'absorption et aux fuites, les facteurs de qualité mesurés de ces modes risquent d'être, en réalité, très réduits.

Nous avons ensuite cherché à déterminer la taille de gravure optimale, qui est celle per-

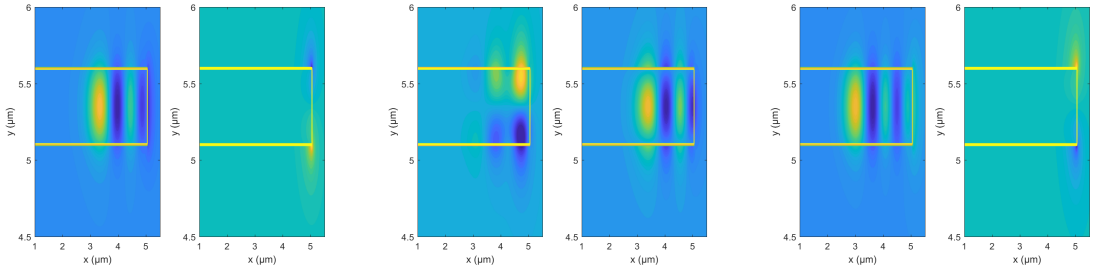
Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés



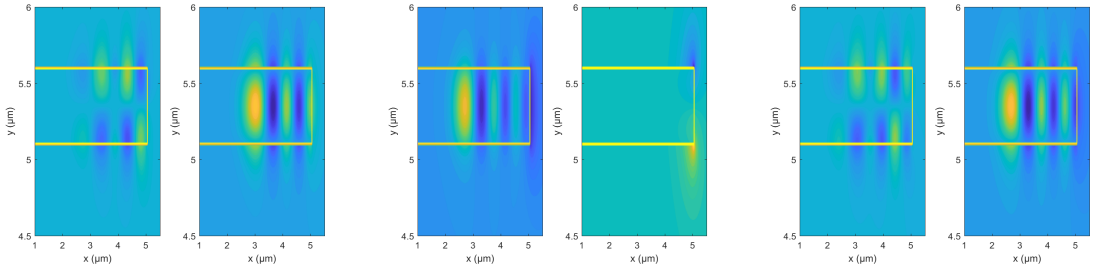
(a) TE_{00} (b) TM_{00} (c) TE_{10}



(d) TM_{10} (e) TE_{20} (f) TM_{20}



(g) TE_{30} (h) TM_{30} (i) TE_{40}



(j) TM_{40} (k) TE_{50} (l) TM_{50}

FIGURE 2.18 – Profil des champs électrique (gauche) et magnétique (droite) pour les mode TE et TM d'ordre *00* à *50* obtenus par solveur de mode.

mettant de supprimer les modes d'ordres supérieurs tout en gardant une influence minimale du pilier sur les modes à préserver, et précisément sur leur facteur de qualité. Une analogie avec l'électronique donnerait un comportement de filtre passe haut vis-à-vis de l'indice effectif du mode. Pour cela, nous avons restreint notre étude aux modes TE_{00} à TM_{20}. Les modes d'ordre supérieur à ceux-ci ont en effet un indice effectif inférieur et une aire effective plus grande. Ils seront donc supprimés dès lors que le pilier de silicium sera de taille non

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

mode	$\mathbb{R}(n_{eff})$	$\mathbb{I}(n_{eff})$	pertes cm^{-1}	Q_{int}	FSR	A_{eff} (µm)
TE_{00}	2.15	2.1×10^{-22}	1.74×10^{-17}	5.00×10^{21}	2.72×10^{-8}	3.4×10^{-13}
TM_{00}	2.00	1.9×10^{-18}	1.54×10^{-13}	5.26×10^{17}	2.44×10^{-8}	2.8×10^{-13}
TE_{10}	1.90	1.2×10^{-16}	1.00×10^{-11}	7.70×10^{15}	2.82×10^{-8}	4.7×10^{-13}
TM_{10}	1.76	1.5×10^{-13}	1.22×10^{-8}	5.86×10^{12}	2.54×10^{-8}	4.0×10^{-13}
TE_{20}	1.70	1.0×10^{-12}	8.38×10^{-8}	8.22×10^{11}	2.91×10^{-8}	5.5×10^{-13}
TM_{20}	1.57	1.0×10^{-9}	8.32×10^{-5}	7.66×10^{8}	2.63×10^{-8}	4.8×10^{-13}
TE_{30}	1.52	2.6×10^{-9}	2.18×10^{-4}	2.84×10^{8}	2.99×10^{-8}	6.2×10^{-13}
TM_{30}	1.41	2.0×10^{-7}	1.64×10^{-2}	3.49×10^{6}	2.62×10^{-8}	5.7×10^{-13}
TE_{40}	1.36	1.6×10^{-6}	1.32×10^{-1}	4.20×10^{5}	3.08×10^{-8}	6.8×10^{-13}
TM_{40}	1.25	3.6×10^{-5}	2.92×10^{0}	1.73×10^{4}	2.79×10^{-8}	6.2×10^{-13}
TE_{50}	1.22	1.6×10^{-4}	1.33×10^{3}	3.71×10^{3}	3.21×10^{-8}	7.7×10^{-13}
TM_{50}	1.10	8.1×10^{-4}	6.57×10^{3}	6.80×10^{2}	2.88×10^{-8}	7.2×10^{-13}

TABLE 2.2 – Paramètres théoriques des modes de galerie dans un disque suspendu de SiC de 10 µm.

négligeable. C'est pour cela que nous parlons de filtre passe haute : les modes sont supprimés en partant de l'indice effectif le plus faible. Nous pouvons donc nous concentrer sur les modes à plus fort indice effectif, à partir du mode TM_{20}. Afin de simuler la suppression des modes, nous avons ajouté un pilier de silicium d'indice $n_{Si} = 3.476$ aux simulation. Nous avons alors simulé le profil des modes (champ électrique, magnétique et puissance) pour différentes tailles de pilier dont le rayon varie de 0.5 µm à 5 µm. Afin d'avoir un nombre supérieur de points près de la zone de coupure, le pas est de 500 nm jusqu'à 2 µm puis de 200 nm de 2 µm à 5 µm. Une cartographie de l'indice de réfraction des matériaux est visible sur la figure 2.15b pour un pilier de 0.5 µm Le disque en orange a un indice de 2.69 et le pilier en rouge un indice de 3.476.

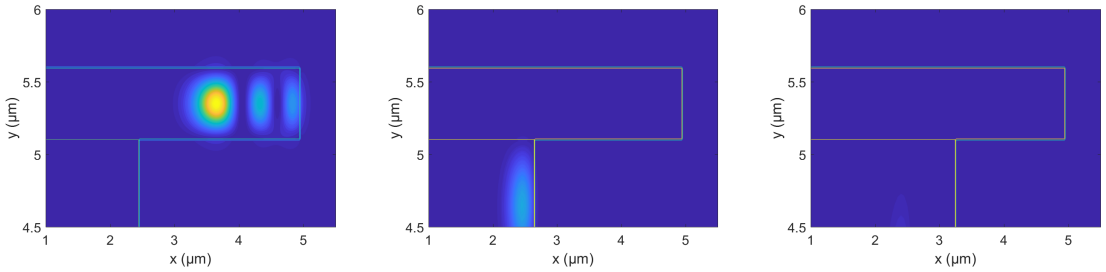
Lorsque la taille du pilier augmente, l'interaction entre le silicium et le mode est de plus en plus importante, jusqu'à devenir prépondérante et entraîner la fuite du mode dans le silicium. C'est ce que nous pouvons voir sur les profils des mode figures 2.19. Nous illustrons ici la répartition spatiale de la puissance pour le mode TM_{20}, qui est le mode auquel nous nous intéressons possédant le plus faible indice effectif et l'aire effective la plus grande. Dans l'image 2.19a, le pilier de silicium est de 2.5 µm de rayon, ce qui est déjà relativement large. Comme pour les simulations sans pilier, nous observons trois lobes dans la direction x. Le profil est presque identique à celui obtenu sans pilier figure 2.17f. L'interaction entre le silicium et le mode reste donc encore faible et la lumière est bien confinée dans le SiC. Dès que le rayon atteint 2.7 µm, sur l'image 2.19b, l'interaction du mode avec le Si devient importante. La lumière n'est plus confinée dans le SiC et le mode fuit. Lorsque le pilier est suffisamment grand, le mode ne se propage plus du tout dans le disque. Il fuit vers le substrat comme on peut le voir figure 2.19c avec un pilier de 3.3 µm de rayon.

Nous avons effectué une étude similaire pour tous les modes TE_{00} à TM_{20}. Les résultats sont résumés sur la figure 2.20. En abscisse, est représenté le rayon du pilier, tandis qu'en ordonnée, est représenté le $log_{10}(Q_{[}int_max])$, c'est à dire la puissance de 10, du facteur de qualité intrinsèque maximum. En observant la variation du facteur de qualité des modes avec l'épaisseur du pilier, nous constatons, comme pour le cas du mode TM_{20} qu'il y a l'équivalent d'un rayon de coupure. En effet, sur les images 2.19a et 2.19b le pilier varie seulement de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

200nm et l'on passe d'un mode bien confiné à un mode de fuite. Le même phénomène est observé pour les autres modes radiaux. A partir d'un certain rayon de pilier, différent pour chaque mode, le mode se déconfine et le facteur de qualité s'écroule. Contrairement à ce qu'on pourrait penser, le facteur de qualité ne diminue pas progressivement avec l'augmentation du rayon, mais on observe plutôt une fuite drastique du mode à partir d'un certain rayon. C'est ce comportement qui permet d'utiliser le rayon du pilier comme un filtre passe haut d'indice effectif. En effet, si la décroissance avait été progressive, avec un mode qui passait continûment du SiC au Si, nous aurions eu un impact de la taille du pilier similaire sur tous les modes de propagation. Nous aurions en particulier dégradé le facteur de qualité des modes fondamentaux en supprimant les modes d'ordre supérieur. Avec cette approche, il est effectivement possible de supprimer un mode d'ordre supérieur sans impacter les modes de plus haut indice de réfraction.

On note, qu'après la taille de sous-gravure de coupure, le facteur de qualité n'est pas égal à 0. On voit même des variations de Q_{intmax} qui remontent jusqu'à quelque milliers par exemple pour le mode TE_{00} et un rayon de pilier de 4.5µm. Ceci est un artefact dû au fait que nous n'avons pas inclus le substrat de silicium. Dans la simulation du solver de mode telle que nous l'avons réalisée, il est donc possible d'avoir une mode résonant dans le pilier comme sur la figure 2.19b. Ceci est facilement identifiable à partir du profil de puissance. En, réalité, si l'on ajoute un substrat de silicium, la lumière fuit dans ce dernier. Il n'y a donc pas de résonance possible dans le pilier de silicium. Le facteur de qualité observé après le rayon de coupure est donc bien nul.



(a) pilier de 2.5µm (b) pilier de 2.7µm (c) pilier de 3.3µm

FIGURE 2.19 – Déconfinement des modes avec l'augmentation de la taille du pilier

Dans le chapitre 4, nous envisageons de modifier l'épaisseur et le rayon du disque. D'autre part, notre motivation à utiliser le SiC réside dans ses propriétés moyen-infrarouge. Nous avons donc cherché à déterminer la taille de sous-gravure de coupure du mode fondamental TE et ce, pour différentes épaisseurs et longueurs d'onde. Pour cela, nous avons d'abord effectué des simulations pour un disque de 10 µm de diamètre pour des longueurs d'onde de 1 µm à 4 µm et en fonction de l'épaisseur du micro-disque. Les résultats présentés sur les figures 2.21a à 2.21f permettent de déterminer la taille de sous-gravure optimale afin de préserver uniquement le mode fondamental TE. La zone bleue foncée correspond aux conditions de mode à fuite tandis que les zone jaune à bleu clair indiquent les modes de galerie. Un résumé indiquant les gravures de coupure en fonction de l'épaisseur du disque, et pour différentes longueurs d'ondes est représenté sur la figure 2.22a. Pour une longueur

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

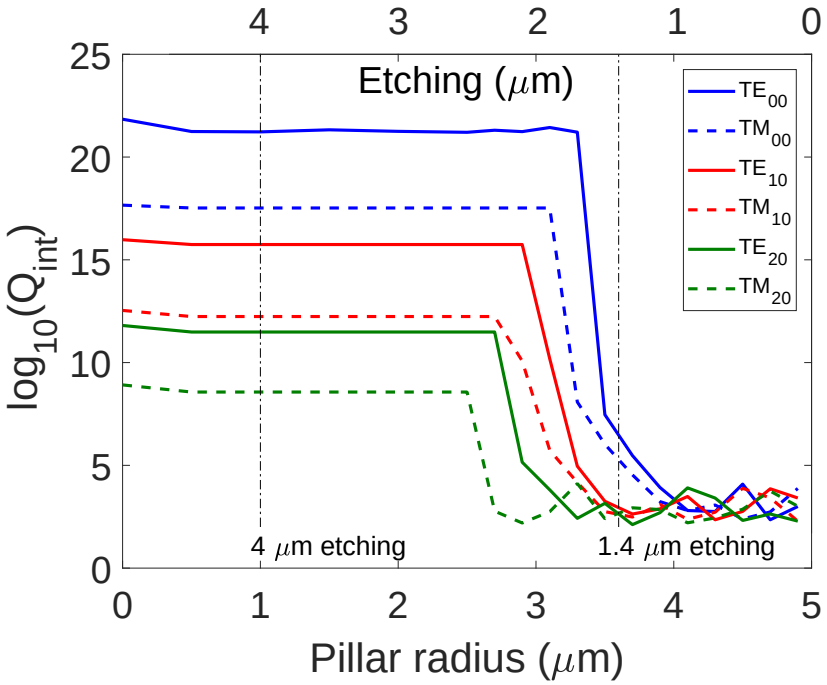


FIGURE 2.20 – Évolution du facteur de qualité intrinsèque avec l'évolution la taille du pilier à $\lambda \sim 1.5$ µm. Nous sommes ici dans le cas d'un mode TE_{20} pour un disque de 10 µm de diamètre.

d'onde donnée, on observe une diminution de la gravure de coupure lorsque l'épaisseur du micro-disque augmente. Pour expliquer ce phénomène, nous nous appuyons sur le profil de puissance du mode fondamental TE dans un disque de 10 µm de diamètre, de sous-gravure 2.5 µm aux longueurs d'onde de (a)-(b) $\lambda = 4$ µm et (c)-(d) $\lambda = 1$ µm et pour des épaisseurs de micro-disques (a)-(c) 1 µm et (b)-(d) 0.5 µm qui sont représentés sur les figures 2.23a à 2.23d. On constate que lorsque l'épaisseur du micro-disque diminue, le mode est *comprimé* dans la direction verticale et *s'étale* s'avantage horizontalement, en particulier vers le centre du disque. Dans ce cas, l'intégrale de recouvrement entre le mode et le silicium est plus grande, donc la sous-gravure est inférieure. En comparant les quatre profils, on constate en outre que l'impact de l'épaisseur est d'autant plus importante que la longueur d'onde augmente. Cet effet est à nouveau dû à l'importance de la compression verticale du mode qui semble être plus importante à plus haute longueur d'onde. Cela se traduit sur la figure 2.22a par une pente plus importante de la sous gravure de coupure en fonction de l'épaisseur du disque à $\lambda = 4$ µm.

Un point intéressant concerne l'évolution de cette gravure de coupure avec la longueur d'onde qui est représenté sur la figure 2.22b. Intuitivement, notre première supposition était que la condition pour obtenir uniquement le mode fondamental était proche de la condition monomode d'un guide, c'est-à-dire environ $\frac{\lambda}{2n}$. En réalité, la condition de préservation du mode fondamental dépend de la longueur d'onde de manière non-linéaire. Considérons un disque d'épaisseur 500 nm et de diamètre 10 µm. La taille de sous-gravure de coupure est de 1.3 µm environ pour $\lambda = 1$ µm, soit légèrement supérieure à la longueur d'onde. En revanche, elle n'est que de 1.7 µm pour une longueur d'onde de $\lambda = 2$ µm, soit alors légèrement en deçà de λ. Enfin, si l'on considère le cas $\lambda = 4$ µm, une gravure de 2.3 µm suffit pour obtenir

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

uniquement la propagation du mode fondamental.

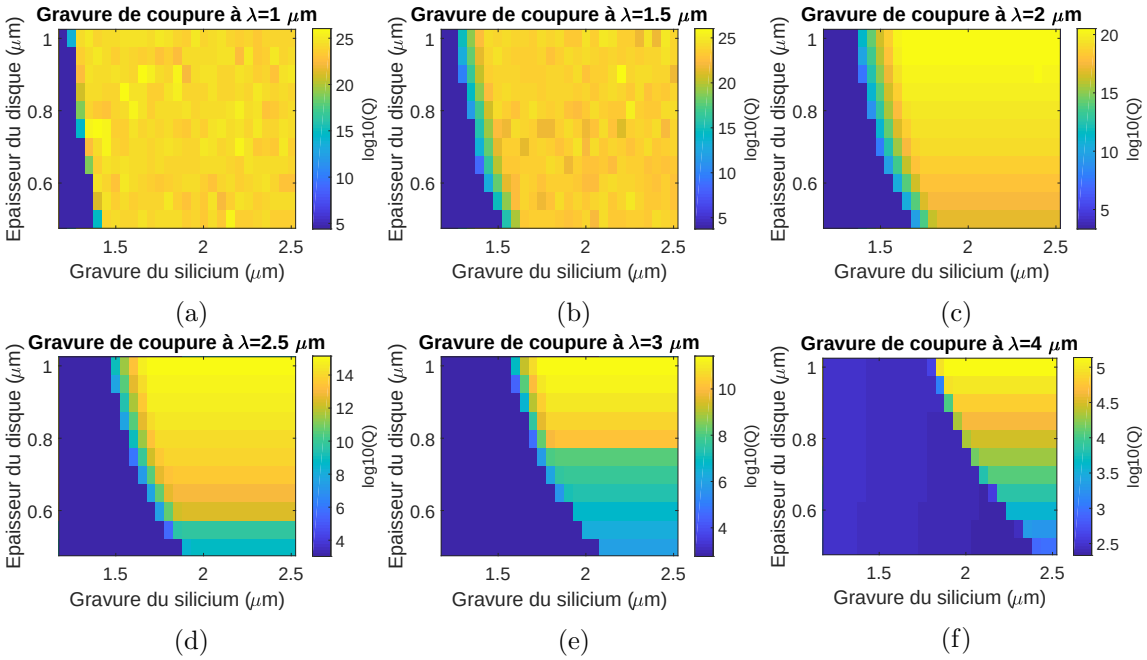


FIGURE 2.21 – (a)-(f) Étude du facteur de qualité du mode fondamental TE dans un disque de 10 µm de diamètre en fonction de la sous-gravure de silicium et de l'épaisseur du micro-disque de SiC pour des longueurs d'onde respectivement de (a) 1 µm, (b) 1.5 µm, (c) 2 µm, (d) 2.5 µm, (e) 3 µm, (f) 4 µm. Ces figures illustrent l'évolution de la taille de gravure de coupure du mode fondamental TE.

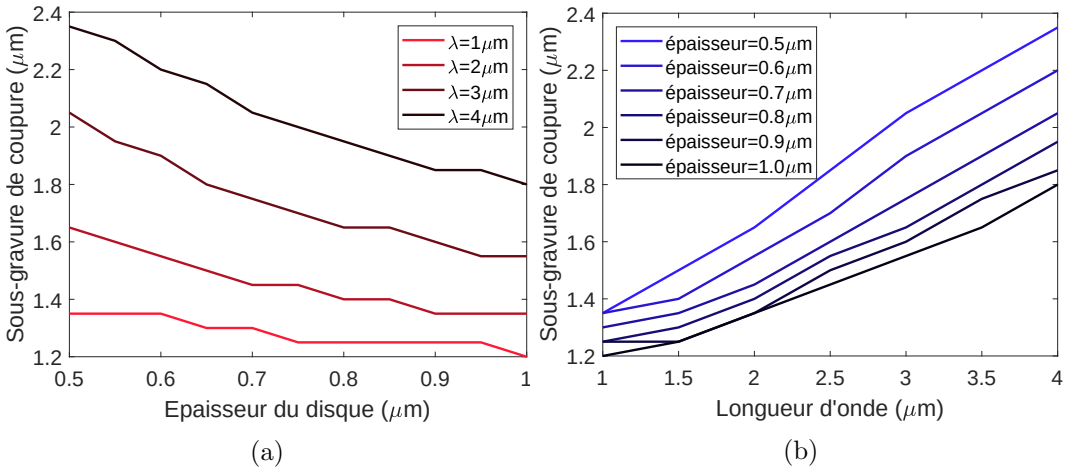


FIGURE 2.22 – Dans un disque de 10 µm de SiC sur pied de silicium, nous avons simulé à partir du solveur de mode (a) l'influence de l'épaisseur du disque sur la sous-gravure de coupure pour des longueurs d'onde de 1 µm en rouge à 4 µm en noir et (b) l'influence de la longueur d'onde sur cette même sous-gravure pour des épaisseurs de disque allant de 0.5 µm à 1.0 µm.

Cependant, le comportement de filtre de notre géométrie ne peut être expliqué unique-

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

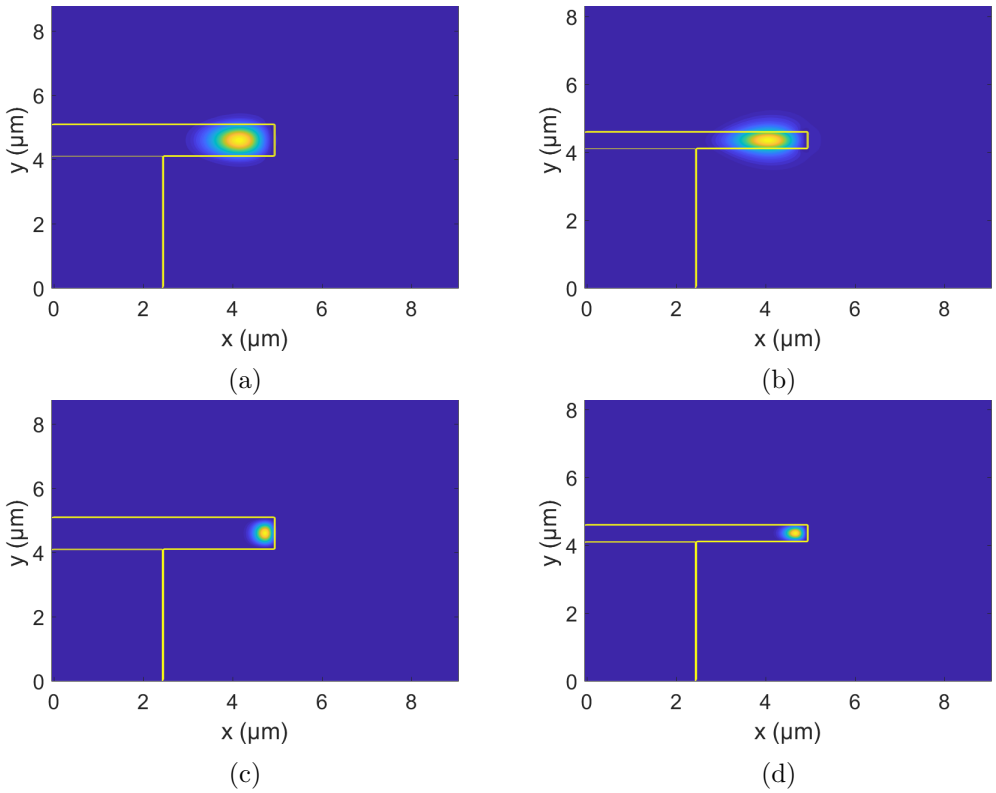


FIGURE 2.23 – Profil de puissance du mode fondamental TE pour un disque de 10 µm de diamètre de sous-gravure 2.5 µm pour des longueurs d'onde de (a)-(b) $\lambda = 4$ µm et (c)-(d) $\lambda = 1$ µm. L'épaisseur de SiC est de (a)-(c) 1 µm et (b)-(d) 0.5 µm.

ment par l'interaction, ou plus précisément l'intégrale de recouvrement, entre le mode et le silicium. Un autre aspect à prendre en compte est le contraste d'indice entre le carbure de silicium et le silicium en fonction du rayon du disque et de celui du pilier. Ce contraste d'indice est à mettre en perspective avec l'indice effectif du mode étudié pour savoir s'il est supprimé ou non. Comme décrit dans la section 1.1.2, dans une géométrie cylindrique, il est possible d'approximer l'indice de réfraction par l'expression suivante :

$$n_{conf}(r) = n_0 \times exp(\frac{r}{R} - 1) \tag{2.3}$$

où R est le rayon de courbure maximum, c'est-à-dire dans notre cas, celui du SiC et n_{conf} l'indice du matériau obtenu par transformation conforme que nous appelons indice *conforme* par commodité.

L'indice conforme dans le silicium augmente donc exponentiellement avec le rayon du pilier. Si l'on compare par exemple deux tailles de pilier : 2 µm et 4 µm pour un disque de 10 µm on obtient les indices en fonction du rayon figures 2.24a et 2.24b respectivement. Sur ces graphes, nous avons représenté en rouge l'indice dans le SiC obtenu par transformation conforme et en bleu, celui dans le pilier de Si. En tirets noirs, nous avons représenté l'indice effectif du mode fondamental TE à $\lambda = 1.5$ µm. On constate que, pour un rayon de pilier de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

2 µm l'indice obtenu par transformation conforme est plus important dans le SiC. La lumière étant naturellement confinée dans le matériau de plus haut indice, le mode se propage. En revanche, pour un rayon de pilier de 4 µm, l'indice est plus important dans le silicium que dans le SiC. Le mode va nécessairement fuir dans le pilier et donc dans le substrat. Cette explication n'est pas exhaustive. Pour déterminer avec précision le matériau dans lequel se propage le mode, il faut prendre en compte la distribution spatiale du mode, l'intégrale de recouvrement entre le mode et le silicium et le contraste d'indice entre le SiC et le Si. C'est pour cette raison que nous utilisons des simulations plus poussées telles que le solver de mode ou la FDTD. Cette première analyse permet néanmoins de bien comprendre pourquoi la lumière est bien confinée dans le SiC jusqu'à un certain rayon de coupure au-delà duquel le mode fuit totalement dans le pilier de silicium.

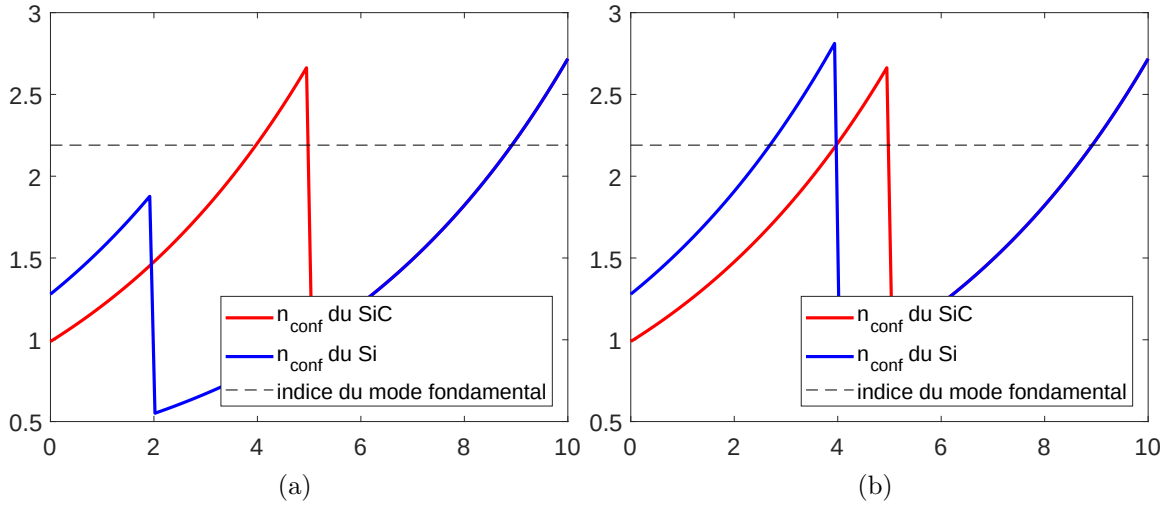


FIGURE 2.24 – Comparaison des indices obtenus par transformation conforme dans le SiC et dans le Si. (a) Pour un pilier de silicium de 2µm et (b) pour un pilier de silicium de 4µm.

Cette étude nous permet de déterminer la taille optimale de sous-gravure du silicium permettant de supprimer les modes d'ordre supérieur. En particulier, afin de conserver uniquement les modes fondamentaux TE_{00} et TM_{00} à une longueur d'onde de 1.5 µm, le rayon optimal du pilier est d'environ 3.4 µm ce qui correspond à une sous-gravure de 1.6 µm.

La dernière étape consiste à vérifier qu'effectivement, nous n'impactons pas l'indice effectif du mode fondamental, et donc sa dispersion lorsque nous supprimons les modes d'ordre supérieur. Pour cela, nous avons comparé l'évolution en fonction de la longueur d'onde de l'indice effectif des modes de galerie dans deux configurations. La première, pour une gravure de 4 µm est représentée sur la figure 2.25a et la seconde, pour une gravure de 1.4 µm est représentée sur la figure 2.25b. Nous remarquons ainsi que les indices effectifs des modes TE_{10} et TM_{10} sont modifiés pour une gravure de 1.4 µm par rapport à une gravure de 4 µm. Si l'on observe précisément, on peut voir que c'est aussi le cas du mode TM_{00} qui est plus étalé horizontalement que le mode fondamental TE. La dispersion du mode TE_{00} n'est en revanche pratiquement pas impactée par la gravure jusqu'à 1.4 µm. En effet, l'indice effectif du mode est certes modifié, mais uniquement au niveau de la cinquième décimale. Ce n'est en revanche pas le cas de la partie imaginaire (et donc des pertes) qui, elle, augmente dès

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

une gravure de 1.6 µm.

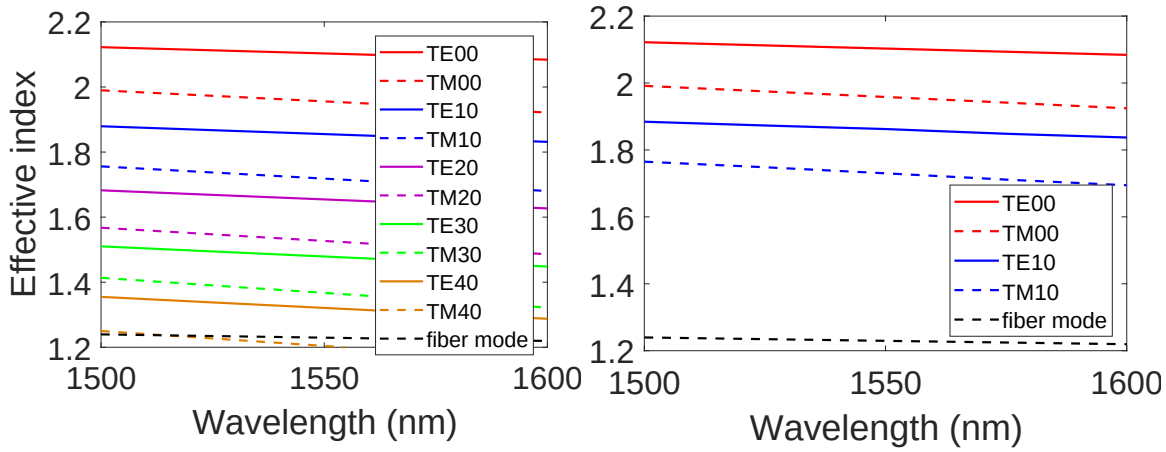


FIGURE 2.25 – Évolution de l'indice effectif des modes de galerie en fonction de la longueur d'onde pour des disques de 10 μm de diamètre avec respectivement 4 µm (a) et 1.4 µm (b) de sous gravure de silicium.

Cette étude montre finalement qu'un contrôle précis de la gravure permet de supprimer les modes d'ordre supérieur sans impacter le mode fondamental TE. En particulier, pour des disques de carbure de silicium de 10 µm de diamètre, une gravure de 1.7 µm permet d'obtenir un disque monomode (TE) sans impacter le facteur de qualité ou la dispersion du mode fondamental. Cette gravure de 1.7 µm correspond donc à la valeur cible que nous souhaitons obtenir dans le cas de notre étude à $\lambda = 1.5$ µm.

2.4 Fabrication

La fabrication des échantillons de SiC a été réalisée par Ali Belarouci et Guillaume Beaudin au laboratoire LN2 de Sherbrooke. Les substrats de SiC ont été épitaxiés par Adrien Michon au laboratoire CHREA de Valbonne. Les paragraphes suivants ont été rédigés en grande partie grâce à leurs travaux et à leurs de contributions.

Le processus utilisé pour la fabrication est décrit figure 2.26. Les micro-disques de SiC ont été fabriqués en utilisant une combinaison de lithographies optiques et de gravures sèches. Le substrat se compose d'une couche de 500 nm d'épaisseur de 3C-SiC épitaxié sur silicium (100) par dépôt chimique standard en phase vapeur [305]. Cette orientation cristalline du silicium est celle qui réduit au mieux le stress induit par la différence de coefficient d'expansion thermique et de structure cristalline du SiC par rapport au silicium. Une couche de chrome (Cr) d'épaisseur 160 nm a été évaporée sur la galette de 3C-SiC/Si pour réaliser un masque dur. Les motifs des micro-disques ont été dessinés sur la résine en utilisant un procédé standard de photolithographie par contact. Les motifs circulaires sont ensuite transférés au masque de chrome en utilisant une gravure plasma couplée par induction (ICP) avec un plasma de chlore. Le disque a ensuite été transféré sur la couche de SiC en utilisant une

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

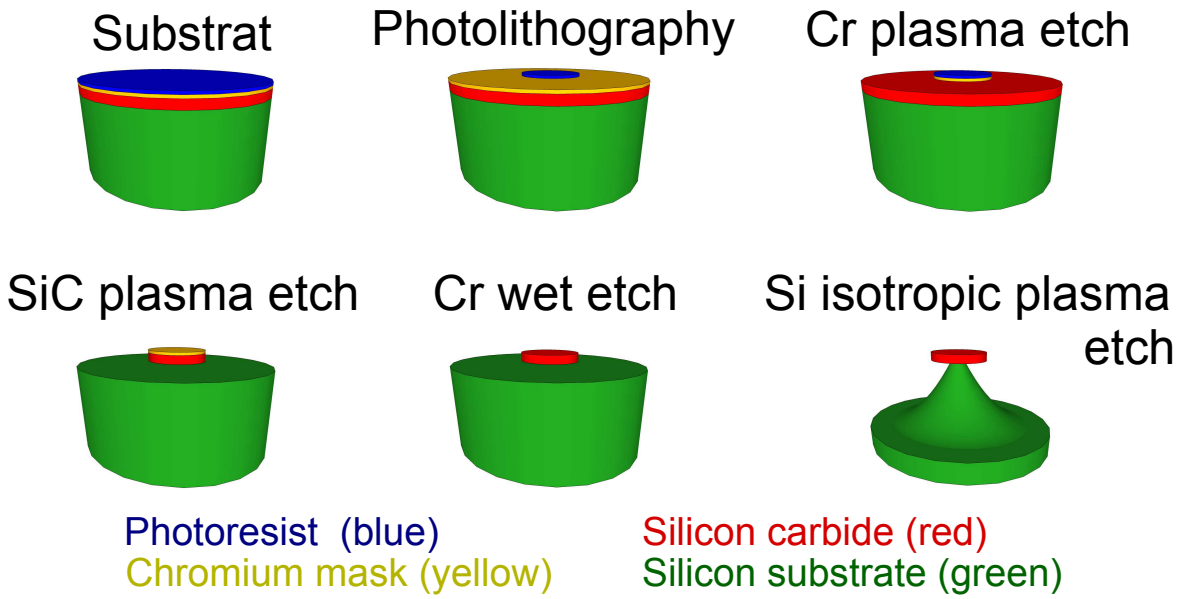


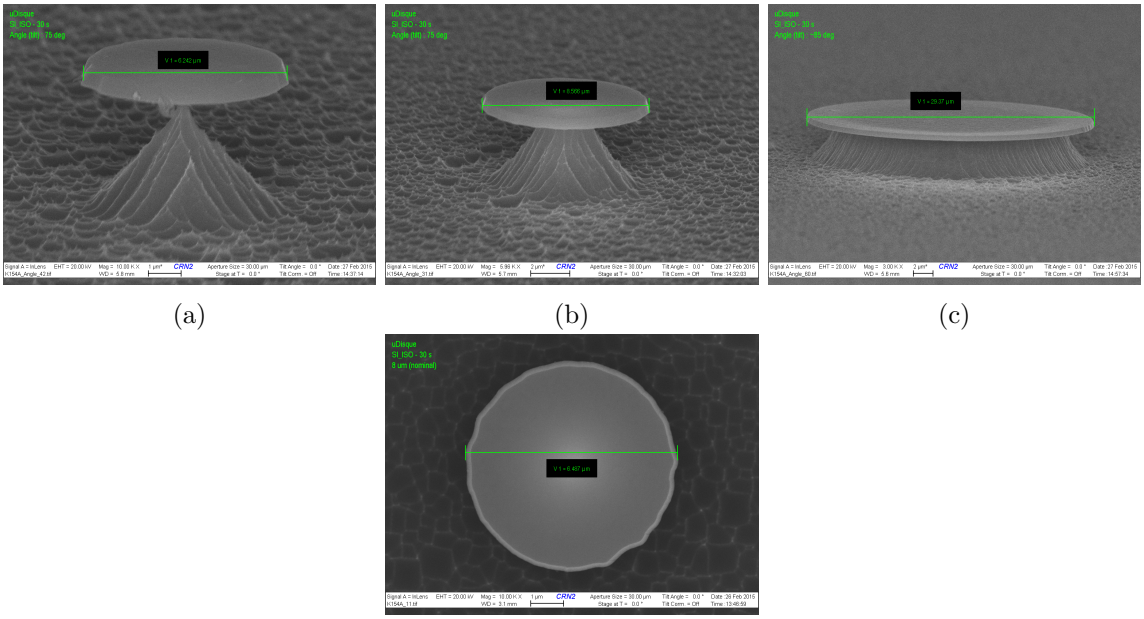
FIGURE 2.26 – Étapes de fabrication des microdisques de carbure de silicium sur pilier de silicium.

gravure ICP à base de plasma de fluor. Le masque de chrome a été ôté grâce à une solution de gravure de Cr (Cr-14). Pour terminer, les disques de carbure de silicium ont été isolés du substrat de silicium avec une gravure ICP isotropique SF6 laissant les résonateurs suspendus par un pilier circulaire comme indiqué. Ceci est visible par exemple sur les figure 2.27.

Les dimensions des micro-disques ont ensuite été caractérisées par microscopie électronique à balayage (MEB). La première série d'échantillons devait posséder des diamètres allant de 6.25 µm jusqu'à 100 µm avec une gravure latérale du pilier de Si de 3 µm. Cette gravure avait été choisie préalablement à l'optimisation du design. Des images correspondant à ces échantillons sont visibles sur la figure 2.27. S'agissant des premiers échantillons, si les dimensions ont été respectées, les procédés de gravure n'étaient pas optimisés. Des vaguelettes sont apparues et sont visibles sur les flancs des disques de SiC, particulièrement sur les images 2.27a et 2.27d qui ont les plus forts grossissements. D'un point de vue caractérisation, on peut assimiler ces vaguelettes à des rugosités de l'ordre d'une centaine de nanomètres. Ceci limite fortement le confinement des modes, et donc le facteur de qualité. Des premières caractérisations ont été réalisées sur ces échantillons dans la section 3.2.

Une fois le procédé de fabrication optimisé, nous avons décidé de réaliser de nouveaux échantillons dont les dimensions sont celles déterminées en 2.3.2. Deux échantillons ont été réalisés, tous les deux avec des disques de 10 µm 20 µm 40 µm et 80 µm de diamètres. Deux tailles de gravure ont été choisies : 4 µm et 2 µm. Ces échantillons ont à nouveau été réalisés au LN2 à partir de substrat du CHREA. Les images 2.28 et 2.29 montrent les résultats obtenus avec ces nouvelles recettes. Une étude MEB des échantillons permet les constatations suivantes : une observation des flancs de gravure des disques de SiC permet d'affirmer que les rugosités ont été très fortement réduites. D'une centaine de nanomètres pour les premiers échantillons elles ont été réduits à quelques nanomètres pour les derniers. La qualité de fabrication est donc bien meilleure que pour les premiers échantillons.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) (b) (c)

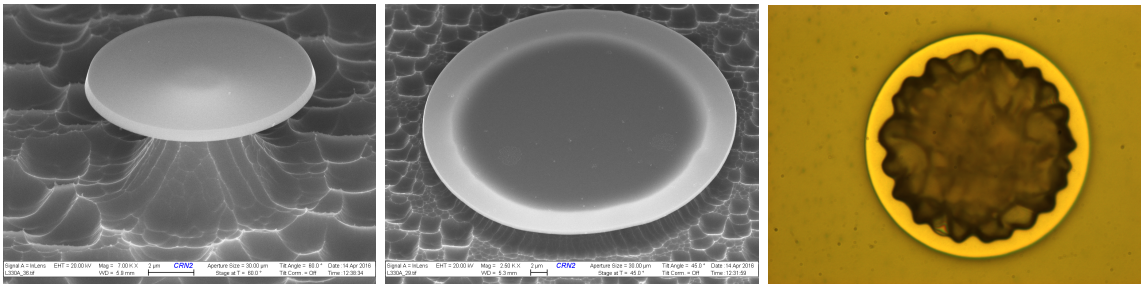
(d)

FIGURE 2.27 – Observation au microscope électronique à balayage de micro-disques de SiC. (a) Disque de 6.25 µm de diamètre avec un pilier de 250 nm (b) disque de 8 µm avec un pilier de 2µm (c) disque de 30 µm avec un pilier de 24 µm (d) vue de dessus du disque de 6 µm.

Concernant les dimensions des nouveaux échantillons, la comparaison entre les valeurs théoriques et expérimentales sont visibles figure 2.30. Dans les deux échantillons : pour la gravure de 4 µm et celle de 2 µm, les diamètres ont des tailles expérimentales proches des tailles nominales. Les écarts sont les mêmes pour les deux échantillons, ce qui semble indiquer que les différences sont dues aux masques lors de la photolithographie. Typiquement, le disque de 10 µm a un diamètre réel de 10.2 µm ±0.05 µm tandis que ceux de 20 µm, 40 µm et 80 µm sont légèrement plus éloignés avec des valeurs respectives de 19.0 µm ±0.1 µm, 38.0 µm ±0.1 µm et 77.6 µm ±0.1 µm. Les écarts relatifs sont donc faibles : entre 2 % et 5 %.

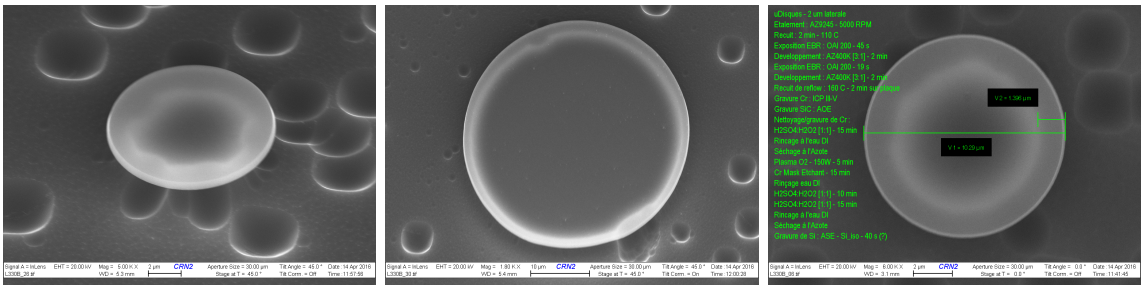
En revanche, concernant la gravure, l'écart est plus important. C'est principalement le cas pour la gravure de 2 µm, qui a été moins profonde que prévu. Les gravures sont en effet entre 1.2 µm et 1.5 µm, ce qui est significatif par rapport aux valeurs attendues. Les écarts relatifs sont de 25 % à 40 %. Il est tout de même important de pondérer cette valeur par deux aspects. Tout d'abord, ce sont les premiers disques au monde réalisés avec une sous gravure si faible. Il est beaucoup plus aisé de réaliser des disques avec une forte gravure non contrôlée que de faire une gravure faible avec une dimension précise. Des ajustements sont logiquement nécessaires pour fabriquer des échantillons aux tailles nominales. L'autre aspect est que nous espérions effectivement obtenir des gravures légèrement plus faibles, idéalement aux alentours de 1.7 µm. Une des craintes que nous avions était que la gravure soit trop faible et que nous n'ayons aucun mode se propageant. Or, d'après les résultats 3.4, nous obtenons bien un mode se propageant avec un comportement mono-mode, même si le fac-

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) (b) (c)

FIGURE 2.28 – Observation au microscope électronique à balayage de micro-disques de SiC. (a) Disque de 10 µm de diamètre avec un pilier de 4 µm (b) disque de 40 µm avec un pilier de 34 µm (c) disque de 10 µm avec un pilier de 4 µm focalisé sur le pilier.



(a) (b) (c)

FIGURE 2.29 – Observation au microscope électronique à balayage de micro-disques de SiC. (a) Disque de 10 µm de diamètre avec un pilier de 7.2 µm (b) disque de 40 µm avec un pilier de 37 µm (c) disque de 10 µm avec un pilier de 7.2 µm avec les barres de mesure

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

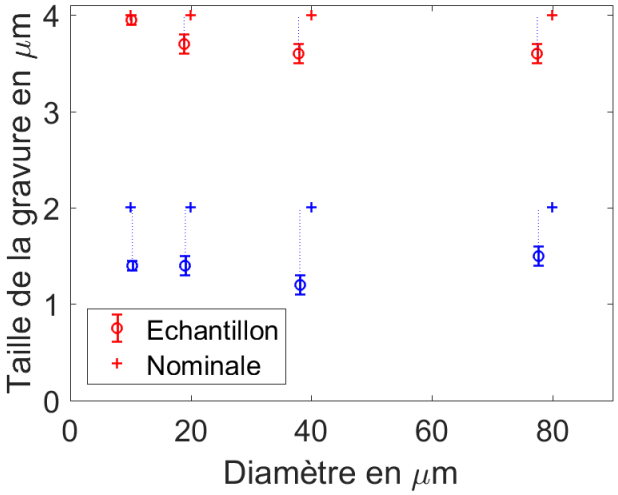


FIGURE 2.30 – Comparaison entre les valeurs nominales (croix) et expérimentales (rond) des diamètres et des tailles de gravure des échantillons pour des gravures théoriques de 2 µm (bleu) et 4 µm (rouge).

teur de qualité de ce dernier est légèrement dégradé. Le comportement est donc bien celui attendu. Les gravures de 4 µm sont, elles, plus proches de la valeur nominale. L'écart relatif varie de 1.25 % à 10 % pour les plus gros disques. Les disques sont, comme pour les gravures de 2 µm, légèrement moins gravés qu'attendu.

Un dernier point intéressant à relever est le profil du pilier de silicium visible sur l'image 2.28c. On constate que la gravure n'est pas complètement isotope et que des vaguelettes, assimilables à des rugosités, apparaissent au niveau du pilier. Ceci implique que la taille du pilier n'est pas facile à déterminer précisément. Ces défauts peuvent aussi avoir un impact sur le facteur de qualité des WGM, notamment pour les faibles tailles de pilier, mais aussi créer un découplage des modes propagatifs et contra-propagatifs et ainsi avoir des résonances à double pic comme décrit dans la section 1.3.4.

2.5 Conclusion

Ce chapitre a introduit le carbure de silicium. Nous avons présenté ses propriétés et les raisons qui nous poussent étudier ce matériau dans le cadre de la photonique non-linéaire intégrée proche et moyen infrarouge. Nous avons ensuite conçu de disques de SiC sur substrat de silicium permettant théoriquement la suppression de modes d'ordre supérieur sans impacter le mode fondamental. Nous avons déterminé la gravure dite de coupure qui permet de conserver uniquement le mode fondamental pour différentes épaisseurs de carbure de silicium et différentes longueurs d'onde. Enfin, la dernière partie présente la fabrication de ces micro-disques et les difficultés relatives à la fabrication du SiC de manière générale.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Chapitre 3

Caractérisation expérimentale des micro-disques

Nous avons conçu et fabriqué des micro-disques de carbure de silicium sur substrat de Si. Leur géométrie permet théoriquement de supprimer les modes d'ordre supérieur tout en préservant un fort facteur de qualité du mode fondamental et ce, pour des longueurs d'onde d'opération du proche au moyen infrarouge en variant la taille de la gravure. Ce chapitre a pour objectif de valider expérimentalement ces comportements théoriques. Il vise aussi, dans un second temps, à confirmer l'emploi du SiC à haute température et forte puissance et d'extraire le coefficient thermo-optique de la structure. D'abord, nous avons souhaité confirmer la viabilité de notre plateforme sur les premiers échantillons réalisés, ceux de sous-gravure 3 µm, c'est-à-dire la propagation des modes de galerie malgré un pilier de rayon important. S'agissant de nos premières mesures par couplage évanescent, de surcroit, dans des disques de qualité de fabrication dont le SiC peut présenter des défauts, nous avons voulu nous assurer qu'il était possible de coupler à l'intérieur de ces micro-disques et d'obtenir des facteurs de qualité raisonnables. Une fois cette étape validée, nous avons cherché à déterminer les différents modes de galerie se propageant dans les résonateurs. En effet, les simulations indiquent qu'une multitude de modes radiaux peuvent se propager, depuis le mode fondamental jusqu'aux modes radiaux d'ordre 4, voire 5, et ce, dans les deux polarisations : TE et TM. Sachant que le couplage expérimental à chaque mode n'est pas connu précisément, nous avons cherché à identifier ceux que nous pouvions effectivement exciter. Dans ce but, nous avons fabriqué des nouveaux disques dont la gravure, 4 µm, permet la propagation d'un grand nombre de modes à $\lambda = 1.55$ µm et uniquement le mode fondamental dans le mid-IR. Nous avons effectué des mesures de spectre de transmission en polarisation dans le proche infrarouge afin d'identifier ces différents modes. Ces mesures ont été réalisées d'abord sur des disques de 10 µm de diamètre, de sous-gravure 4 µm, puis sur des disques de plus grand diamètre, 20 µm, qui ont été sélectionnés par la suite pour des caractérisations thermiques. Les mesures sur disques de 10 µm ont ensuite été comparées à d'autres, effectuées sur des disques de même diamètre, mais disposant d'une sous-gravure inférieur, 1.4 µm. À partir de ces deux spectres de transmissions nous avons identifié les modes de galerie à l'intérieur de nos micro-disques. Enfin, nous présentons des caractérisations thermo-optiques des micro-disques. D'abord une étude au cours de laquelle, nous avons chauffé l'échantillon grâce à un module Peltier, puis dans un deuxième temps, en utilisant directement la puissance laser. Ces deuxièmes mesures nous rapprochent d'avantage d'une utilisation réelle d'optique

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

intégrée. Cette étude nous a permis de calculer précisément la valeur du coefficient thermo-optique du Carbure de Silicium. En comparant cette valeur avec la littérature, nous avons identifié un certain nombre de différences qui nous ont poussé à développer une nouvelle méthode de calcul de l'indice thermo-optique d'un matériau dans des micro-disques permettant de prendre en compte l'influence des modes radiaux d'ordre supérieur sur la valeur de l'indice.

3.1 Banc de mesure par couplage évanescent

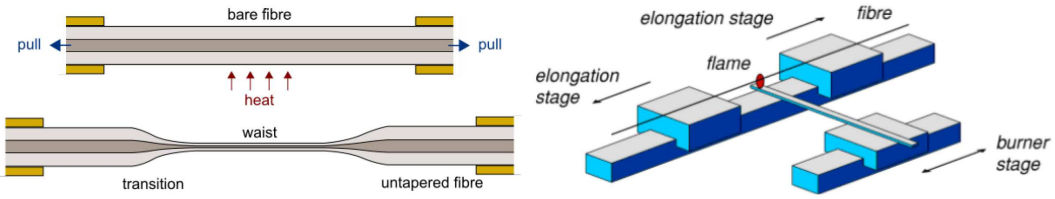
Dans le chapitre précédent, nous avons conçu des micro-disques possédant de forts facteurs de qualité théoriques. Comme nous l'avons montré dans la partie 1.2, le couplage de la lumière dans ces structures est intrinsèquement difficile. L'alternative est donc d'utiliser une méthode de couplage évanescent pour laquelle il faut développer un banc de caractérisation adapté et qui nécessite une étape d'effilage de fibre. Dans cette partie, nous exposons d'abord la méthode d'effilage de la fibre en silice et les propriétés de cette dernière. Ensuite, nous présentons les bancs de mesures par couplage évanescent que nous avons mis en place à Sydney et à Lyon. Ces bancs doivent nous permettre de caractériser les micro-disques de carbure de silicium dans la gamme de longueur d'onde proche infrarouge.

3.1.1 Fibre effilée en silice : fabrication et profil

Comme nous l'avons décrit dans la section 1.2, la lumière est extrêmement confinée à l'intérieur des micro-disques. En conséquence, le couplage est difficile à effectuer. Afin de pallier à cela, la technique habituellement utilisée est le couplage évanescent à l'aide de fibres effilées qui est schématisé sur la figure 3.2a. Les fibres effilées ont été réalisées au laboratoire CUDOS de l'université de Sydney sur un banc élaboré par Eric Magï. Bien que la technique d'effilage soit relativement sommaire, elle demande une très bonne précision afin d'obtenir des fibres de petites dimensions, inférieur à la longueur d'onde, dont la transition est proche d'une transition adiabatique. Les images 3.1a et 3.1b montrent les schémas de principe de l'effilage d'une fibre. Après avoir ôté la protection de polymère d'une fibre standard SMF (Single Mode Fiber) sur une trentaine de centimètres de long, nous révélons la fibre de silice de 125 µm de diamètre. Cette zone est nettoyée à l'alcool pour ôter les résidus de polymères et de graisse. Les extrémités sont fixées en tension dans deux supports de fibres qui sont ensuite éloignés tandis qu'une flamme au butane chauffe la partie à effiler de la fibre. La taille de la flamme est d'environ 2 mm et est à une température maximale de 1200 °C dans un cas proche d'un flux laminaire [306], ce dernier étant contrôlé par la quantité d'oxygène introduit dans le mélange gazeux. Cette température est suffisante pour ramollir le verre et permettre son effilage mais sans rendre le verre trop liquide ce qui provoquerait la fracture de la fibre en deux. La position de la fibre par rapport à la flamme est cruciale pour atteindre cette température optimale qui, dans notre cas, est l'endroit le plus chaud de la flamme. Enfin, le support de flamme effectue un mouvement de va-et-vient grâce à un servomoteur qui permet de contrôler la zone ramollie et donc le profil d'étirage de la fibre qui est schématisé sur la figure 3.1b.

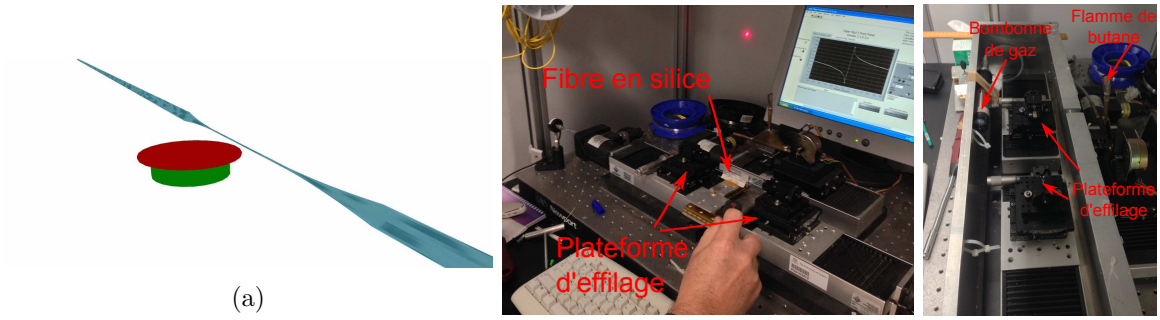
Lors de l'effilement de la fibre, le cœur et la gaine fusionnent pour donner la partie effilée proprement dite (zone dite de *taper* en anglais). Il n'est donc plus possible de confiner la

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) (b)

FIGURE 3.1 – (a) Schéma de principe de l'effilage d'une fibre. En haut, une fibre monomode est fixée aux deux extrémités. Une source de chaleur amolli la fibre et, en tirant aux extrémités, on effile la fibre. Une fibre effilée typique est représentée à la fin du processus d'étirement. (b) Schéma du banc d'effilement : deux plateformes tirent en sens opposé les extrémités de la fibre tandis qu'une flamme se déplace pour chauffer la zone à effiler. Images ré-imprimées depuis [307]



(a) (b) (c)

FIGURE 3.2 – (a) Schéma de principe de la méthode de couplage évanescent (b) et (c) un des bancs d'effilement de la fibre de silice utilisé au laboratoire CUDOS à Sydney.

lumière dans le cœur. Afin de conserver un comportement mono-mode, il est nécessaire que la transition depuis la fibre SMF jusqu'à la zone effilée soit adiabatique [308]. Ce type de transition doit aussi permettre de minimiser les pertes en comparaison d'un profil moins optimisé, par exemple droit ou en escaliers, dont une représentation est visible sur la figure 3.3 issue de la référence [309]. De très bonnes introductions à l'analyse et à la fabrication de fibres effilées sont disponible en référence [310] et [309]. Dans notre cas, nous adoptons un profil de type logarithmique pour lequel l'excursion de la flamme suivant l'axe de la fibre suit la fonction suivante :

$$x(L) = 3.76 - 0.8978ln(L) \tag{3.1}$$

où L est l'élongation imposée par les supports.

La distance maximale de l'excursion de la flamme par rapport à sa position initiale est donnée à l'instant initial $t = 0$ et est dans notre cas de ± 5.2 mm. Cette valeur donne approximativement la taille finale du taper qui est ici d'environ 1 cm. Le trajet de la flamme suit ensuite une fonction décroissante dans le temps. Le rapport de vitesse entre l'élongation et le mouvement de la flamme est de 1/18 (chaque fois que la flamme se déplace de 18 mm, la fibre est étirée de 1 mm). C'est, entre autre, ce rapport qui donne le profil adiabatique de notre taper. La zone la plus fine (appelée communément par son nom anglais : *waist*) après

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

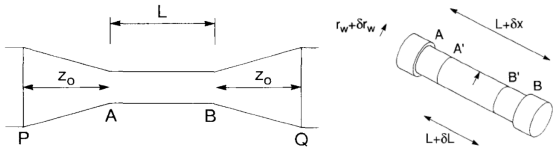


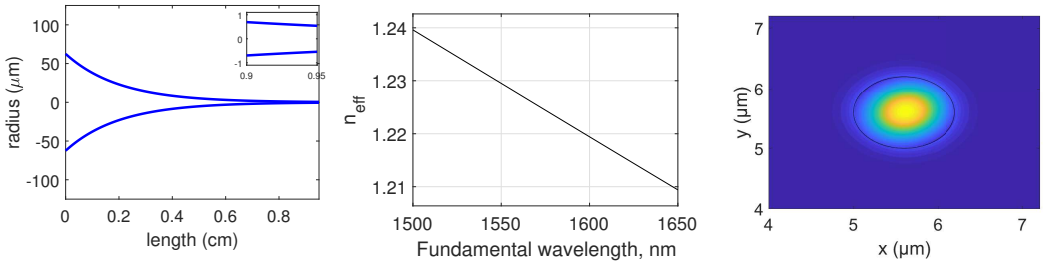
FIGURE 3.3 – Différentes formes de transition non adiabatique de fibres effilées. À gauche une transition droite, la pente est constante dans la zone de transition. À droite une transition en escalier. Celle-ci peut être obtenue par gravure chimique ou effilement très brusque. Cette dernière transition peut créer un résonateur à l'intérieur même de la zone effilée en raison d'un changement brusque d'indice avec la région effilée.

élongation est comprise entre 1.2 µm et 1.3 µm permettant à une part importante du champ d'être évanescente. Une formule simplifiée pour obtenir le profil vérifie : $r(z) = r_0 exp(-z/L_0)$ où r_0 est le rayon de départ, dans notre cas 62.5 µm, L_0, la zone chaude issue de la flamme, environ 2 mm sur notre banc. Avec ces valeurs, un exemple de profil exponentiel avec un waist d'environ 1.2 µm est visible sur la figure 3.4a, la zone effilée faisant légèrement moins de 2 cm, ce qui correspond à nos observations qualitatives. D'un point de vu pratique, il est souhaitable d'obtenir une zone effilée relativement courte. En premier lieu, la zone effilée est fragile ; plus le waist est court, plus nous limitons les risques de rupture de la fibre. D'autre part, une zone effilée courte permet de localiser assez précisément la zone de couplage. Enfin, obtenir un waist fin nous permet d'obtenir un champ évanescent plus important. Cela impose, en revanche, un indice effectif plus faible du mode fondamental de la fibre. Cet aspect peut être limitant lors du couplage à un matériau de fort indice comme c'est le cas du SiC. Il s'agit donc d'effectuer un compromis entre un champ évanescent important et un indice effectif du mode de fibre supérieur. Pour déterminer la dispersion du mode dans la partie effilée de la fibre, nous utilisons une routine Matlab développée par K. Karapetyan et al. (Meschede research group, Institute of Applied Physics University of Bonn, Germany). Nous obtenons un indice effectif compris entre $n_{eff} \approx 1.24$ à 1.5 µm et $n_{eff} \approx 1.21$ à 1.65 µm. La dispersion est représentée figure 3.4b. On note, que le solver de mode de l'INL donne le même indice effectif à la deuxième décimale à 1.55 µm. La répartition spatiale de l'intensité du champ obtenue avec le solver de mode de l'INL est visible sur la figure 3.4c. Le cercle noir donnant les dimensions de la fibre, nous pouvons ainsi visualiser qualitativement le champ évanescent. Plus précisément, nous calculons l'aire effective du mode de notre fibre effilée et nous obtenons : $A_{eff} \approx 1.20$ µm^2, pour une fibre de diamètre équivalent. Par comparaison, l'aire effective obtenue dans une fibre de 50 µm de diamètre est d'environ 40 µm^2. Le champ est donc largement évanescent.

3.1.2 Banc de mesure

Afin de manipuler aisément la fibre en silice, et à terme, celle en chalcogénure, celle-ci est placée sur un support métallique en forme de fer à cheval qui est visible sur la figure 3.5a ou, comme nous le verrons dans le chapitre 4, sur la figure 4.4b avec une fibre de chalcogénure. Lors du collage, une légère tension est appliquée afin de créer une courbure permettant de mettre plus précisément en contact la zone effilée avec le micro-disque. La fibre effilée ainsi courbée est visible sur les images 3.5b et 3.5c. La première image montre la zone du waist illuminée par une lumière blanche. La partie la plus fine remonte légèrement et la cour-

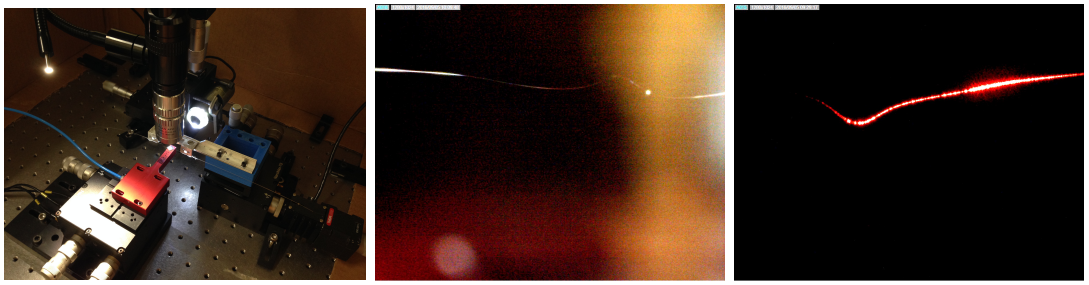
Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) (b) (c)

FIGURE 3.4 – (a) Dispersion du mode à l'intérieur de la zone effilée de la fibre. L'indice de la silice est environ égal à $n_{SiO_2} \approx 1.44$ et le waist est d'environ $w \approx 1.2$, qui est le diamètre le plus faible que nous atteignons. (b) Indice effectif du mode fondamental et (c) profil de puissance du même mode à l'intérieur de la fibre obtenu par solveur de mode.

bure se fait naturellement à ce niveau car c'est à cet endroit qu'il y a une relaxation des contraintes. On note un point clair à droite de cette zone qui correspond très certainement à une poussière. L'image de droite montre la fibre éclairée par une injection avec un laser rouge visible. Nous pouvons voir la courbure au niveau du waist ainsi que les fuites dans la zone de transition. Une telle image permet de visualiser plus précisément le waist, là où se fera le couplage mais aussi de détecter les forts défauts comme un mauvais soudage de fibre ou une poussière de taille importante. Nous en profitons pour insister sur le nettoyage de la fibre qui est extrêmement important. La moindre poussière crée une zone de forte fuite et dégrade complètement le signal. Une méthode de nettoyage possible est d'utiliser une lame de microscope propre sur laquelle repose un mélange d'acétone et d'éthanol. Nous descendons la fibre jusqu'à ce qu'elle soit *captée* par le liquide. Il s'agit ensuite de glisser latéralement la fibre afin de piéger les poussières dans le liquide grâce aux tensions de surface puis de les faire glisser jusqu'à ce qu'elles se décrochent ou se déplacent sur une zone de plus large diamètre où le champ n'est pas évanescent.



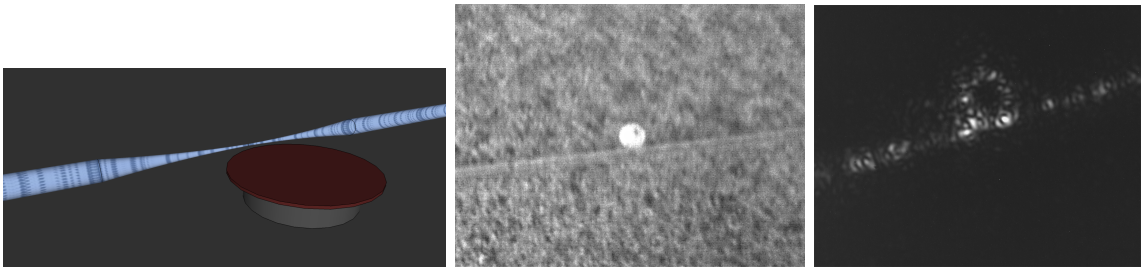
(a) (b) (c)

FIGURE 3.5 – (a) Support du substrat et de la fibre sur notre expérience à Sydney. (b) Image visible de la partie effilée de la fibre. (c) Partie effilée de la fibre éclairée par un laser rouge visible couplé au niveau d'une entrée FC/PC. La partie courbée correspond au waist. La zone de transition est bien visible car les pertes se font à cet endroit dans cette fibre en particulier.

Le support de la fibre, comme celui de l'échantillon, est situé sur une plateforme 3-axes afin de permettre leur translation dans les trois directions de l'espace. La position de cou-

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

plage idéale est représentée sur la figure 3.6a pour laquelle la fibre doit être placée à la même hauteur que le disque, à côté de ce dernier. Une caméra avec zoom optique est reliée à une colonne de type Navitar pour permettre l'imagerie, à la fois de la fibre et du disque. Nous utilisons une caméra dans la gamme visible en Australie et une Xenics dans le proche infrarouge à Lyon. Les deux solutions ont leurs avantages : la caméra visible que nous utilisons donne une meilleure image avec une meilleure résolution tandis que la caméra infrarouge nous permet de visualiser aussi la lumière injectée dans le micro-disque, donc le champ évanescent de la fibre ou la partie diffractée du champ des modes de galerie. Un certain nombre de verrous nous empêchent d'effectuer un couplage parfait avec la fibre placée très proche du disque sans le toucher. D'abord, la fibre oscille sur son support et il n'est donc pas possible de la placer précisément à côté du disque durant une période de temps suffisante pour effectuer les mesures. Ensuite, lorsque la fibre est placée trop proche du disque, elle est attirée par des forces électrostatiques vers ce dernier et se colle à lui. Enfin, les simulations que nous avons réalisées dans le chapitre 2.3.2 indiquent que nous sommes en régime de sous-couplage par rapport aux modes qui possèdent un fort facteur de qualités et auxquels nous souhaitons coupler, comme les modes fondamentaux. Afin de coupler aux micro-disques, nous avons observé qu'il fallait donc être en contact direct avec le SiC. Le même comportement a été constaté dans la référence [248]. Lorsque nous manipulons, nous plaçons donc la fibre directement en contact sur le bord du disque comme sur la figure 3.6b. Ce positionnement est délicat. Il est en effet plus aisé de se placer sur la face supérieure du disque. Pour obtenir une position optimale, la méthode consiste à descendre extrêmement lentement la fibre légèrement écartée par rapport au disque. Cette dernière effectuant un mouvement de balancier léger, en la plaçant à la bonne hauteur, la fibre vient se coller sur le bord du disque. Malheureusement, l'épaisseur de SiC étant très fine, la fibre glisse parfois jusqu'au pilier, ne permettant alors aucun couplage. La section 3.2 illustre l'importance du positionnement de la fibre sur le disque.



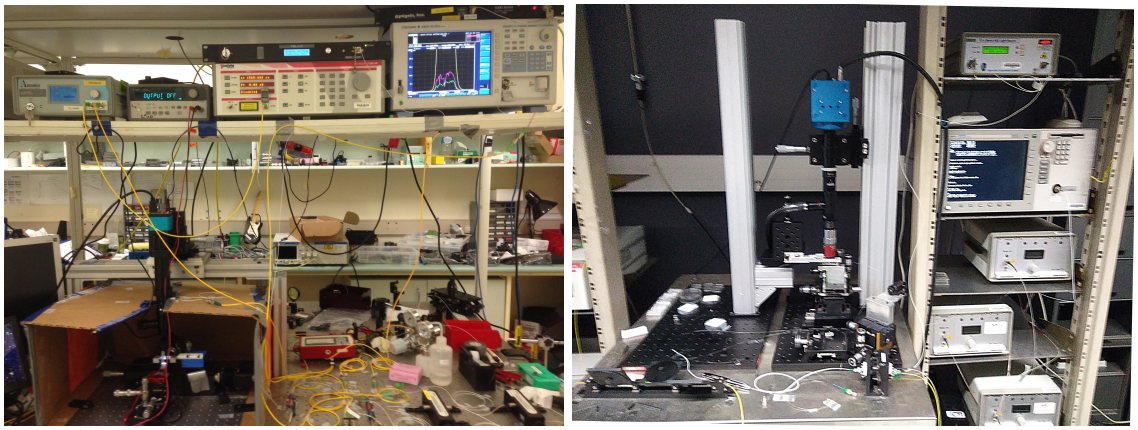
(a) (b) (c)

FIGURE 3.6 – (a) Schéma de principe du couplage évanescent. Le disque rouge correspond au SiC et le gris au silicium. La fibre bleue est placée à côté du disque dans une position optimale en théorie. (b) Capture d'image lors du couplage avec un micro-disque de 10 µm. La fibre est bien en contact direct avec le micro-disque. (c) Image infrarouge de la lumière diffractée dans un disque de 20 µm.

Selon les expériences que nous avons réalisées, que cela soit à Sydney ou en France, différentes configurations de montage optique ont été adoptées. Mais le principe reste toujours le même. Une source large bande ASE (émission spontanée amplifiée) dans la bande C 1500-1575 nm est utilisée dans un premier temps pour sonder les résonances à froid. Dans les expériences à Lyon, nous avons utilisé une source ASE ABSYS de Opto-Link dans les bande C+L afin d'avoir une source couvrant la bande 1500-1650 nm. La source est connectée à une

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

entrée de la fibre reliée à un connecteur FC/PC. Un polariseur et un contrôleur de polarisation sont utilisés pour obtenir une lumière polarisée. Après avoir interagi avec le disque, la lumière est récoltée avec un analyseur de spectre OSA YOKOGAWA AQ6370 en Australie et Agilent 86140B à Lyon. Lorsque nous réalisons les expériences en régime continu, un laser CW de forte intensité de modèle Tunics ou Optilab TWL-CR pouvait être utilisé à la place ou en parallèle de la source ASE à l'aide d'un coupleur. Ce Laser permet d'atteindre des régimes de puissances jusqu'au milliwatt dans les bandes C et L avec une résolution de ± 20 pm et une largeur spectrale de l'ordre de 100 MHz, le tout en lumière polarisée. Un montage utilisant un amplificateur présenté dans la partie 3.5.2 permet d'atteindre des puissances jusqu'au W. Ces lasers de largeur à mi-hauteur fine et de forte intensité offrent la possibilité de coupler dans des résonances précises, que cela soit pour identifier les effets thermo-optics ou pour essayer de générer des effets non-linéaires de types mélange à quatre ondes (FWM) [311] ou modulation de phase croisée (XPM) [28] en utilisant deux lasers de ce type. La caméra infarouge nous permet, quant à elle, de visualiser le champ diffracté comme sur l'image 3.6c. Ceci est utile, entre autre, en régime continu pour s'assurer que nous sommes précisément à la longueur d'onde de résonance. Nous avons observé que le disque s'illumine lorsque la lumière couplée est à la longueur d'onde de résonances. L'illumination de ces disques traduit des sources de fuites importantes très certainement dues aux rugosités. Enfin pour réaliser nos mesures thermo-optiques, nous avons placé notre échantillon sur un module Peltier permettant de chauffer uniformément les disques et donc d'évaluer l'influence de la température sur les résonances du système. Les montages à Sydney et à Lyon sont visibles respectivement sur les images 3.7a et 3.7b.



(a) (b)

FIGURE 3.7 – (a) Montage Sydney. (b) Montage Lyon.

Au laboratoire CUDOS, quelques mesures ont pu être réalisées avec le swept wavelength system (SWS), un système reposant sur l'injection d'un laser continu très finement ajustable en longueur d'onde sur la bande C, avec une résolution d'environ ≈ 3 pm, couplé en sortie à une photodiode. Ces mesures sont visibles sur les figures 3.8 où l'on observe effectivement une bien meilleure résolution qu'avec l'analyser de spectre (OSA). Cependant, l'acquisition de ces mesures était beaucoup plus complexe, la source et le détecteur étant situés à l'autre extrémité du laboratoire par rapport au banc optique. 10 m de fibre optique ont dû être tirés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

au travers des murs pour relier la fibre effilée au SWS. Les réglages étant réalisés dans une pièce et les mesures dans une autre avec un stockage sur disquette de 5 à 6 mesures maximum, l'acquisition d'un spectre était extrêmement fastidieuse. Le facteur le plus limitant était probablement la nécessité de changer de pièce pour effectuer la mesure. L'ouverture de la porte (et de manière générale, tout mouvement brusque) pouvait déplacer la fibre effilée, très sensible aux courants d'air. Il est donc arrivé à plusieurs reprises de perdre le contact de la fibre au micro-disque avant même d'avoir effectué une mesure. Le positionnement étant spécialement délicat pour les disques de sous-gravure 1.4 µm, nous ne sommes pas parvenus à obtenir une caractérisation de ces disques avec le SWS. Ces mesures étant laborieuses et les résultats n'apportant pas réellement de plus-value par rapport à l'OSA, nous avons rapidement abandonné cette méthode. Certaines mesures ont tout de même permis de vérifier que les facteurs de qualité ne dépassaient pas la résolution maximale de l'OSA.

Une comparaison des mesures réalisées avec les deux systèmes est visible sur la figure 3.8. La courbe bleue a été obtenue avec le système SWS tandis que la rouge a été obtenue avec une source ASE et un OSA. Nous insistons sur le fait que la position de la fibre a été modifiée entre les deux mesures, ce qui explique en partie la disparition de certaines résonances. Malgré cela, nous pouvons voir que la résolution est supérieure avec le SWS, mais n'apporte pas non plus un gain significatif dans l'identification des modes de galerie, ni dans la mesure du facteur de qualité maximal. L'OSA, avec une résolution de 0.050 nm, permet de mesurer des facteurs de qualité allant jusqu'à 30000 environ. La résolution de 3 pm du SWS permet théoriquement de mesurer des facteurs de qualité jusqu'à 500000 et des mesures ont déjà été effectuées avec des valeurs allant jusqu'à 125000 [312]. Avec les deux dispositifs, nous mesurons au mieux des facteurs de qualité n'excédent pas les 11000, qui ne sont donc limités par aucun des appareils de mesure.

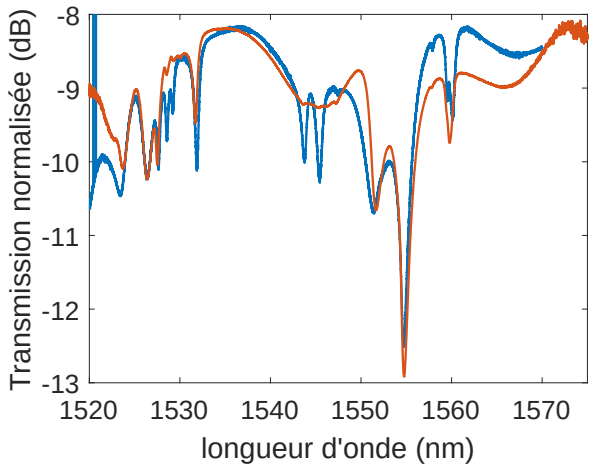


FIGURE 3.8 – Comparaison des mesures expérimentales obtenues avec le système SWS (bleu) et avec l'OSA (rouge).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

3.2 Études préliminaires sur des structures tests de 3 µm de sous-gravure

Nous avons effectué des mesures préliminaires sur des disques de 3 µm de sous-gravure. Ces échantillons visibles sur la figure 2.27, qui sont les premiers que nous avons réalisés, ne sont pas de fabrication optimale et possèdent certainement des facteurs de qualité dégradés. Cependant, ces premières mesures doivent nous permettre de montrer qu'il est possible de coupler dans ces structures par couplage évanescent et d'obtenir une caractérisation des modes de galerie. Ceci nous permettra de valider la qualité de l'épitaxie du SiC ainsi que les procédés de fabrication : si trop de défauts sont générés à l'intérieur du SiC durant les étapes d'épitaxie ou de fabrication les pertes seront trop importantes et la lumière ne pourra pas se propager dans les micro-disques. À minima, les facteurs de qualité mesurés seront extrêmement faibles.

Le couplage a été plus difficile à réaliser que ce que nous attendions au regard des résultats des simulations. Plusieurs raisons expliquent cela. Nous avons déjà abordé la différence de phase entre les modes de la fibre et les modes de galerie, ainsi que l'impact du pilier de silicium pour les disques de plus grand diamètre. Ici, nous mettons en avant plusieurs facteurs liés au dispositif expérimental en lui-même. D'abord, le couplage est extrêmement sensible à la position de la fibre effilée. Une des raisons en est la nécessité d'être en contact avec le disque pour obtenir un couplage. En effet, comme le montre la figure 2.25a, la différence d'indice effectif entre les modes du disque et le mode fondamental de la fibre est très importante. Ceci entraîne une forte différence de phase en ces modes et nous pouvons donc légitimement supposer que nous sommes en régime de sous-couplage. Afin d'espérer coupler aux modes de galerie, la seule manière est donc d'être en contact direct avec le micro-disque. Ceci est d'autant plus vrai qu'en raison de forces électrostatiques, la fibre a tendance à se coller aux micro-disques ou au substrat de silicium dès lors qu'elle s'approche à moins de quelques microns de ces derniers. Or, lorsque la fibre est en contact avec le disque, elle a un impact important sur les modes de galerie. Elle peut rompre la symétrie circulaire du micro-disque et ainsi, lever la dégénérescence des ondes propagatives et contra-propagatives, induire un couplage entre les modes TE et TM, mais aussi modifier localement l'indice effectif des modes de galerie et donc leur répartition.

Pour illustrer ce phénomène, nous représentons des simulations FDTD que nous avons réalisées pour les disques de 4 µm de sous-gravure, simulés avec et sans la fibre en contact direct avec les modes de galerie. La géométrie simulée avec la fibre est représentée sur la figure 3.9a. Plusieurs configurations ont été adoptées, notamment pour une fibre en contact sur le flanc du disque, ou posée sur le dessus. Dans le cas représenté ici, la fibre est déposée sur le dessus du disque afin de se rapprocher au maximum des conditions expérimentales dans lesquelles nous sommes, visibles par exemple sur la figure 3.13b. Nous avons simulé ici un disque de 10 µm de diamètre et de 4 µm de sous-gravure, soit une gravure légèrement plus importante que celle étudiée dans cette partie. Nous reviendrons par la suite sur les résultats à proprement parler de ces simulations pour identifier les modes de galerie dans les disques de 4 µm. Nous nous intéressons pour l'instant uniquement à l'influence qualitative de la position fibre sur les modes de galerie. Le spectre de transmission entre 1540 nm et 1570 nm est représenté sur la figure 3.9b sur laquelle nous représentons également le profil

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

du champ H_y correspondant aux différentes résonances. D'abord, nous pouvons voir, comme attendu, que nous couplons principalement aux modes d'ordre supérieur. Ensuite, la répartition du champ montré en insert est plus ou moins symétrique en fonction du mode. Pour la résonance numérotée (1), ici un mode TE_{50}, la répartition du mode est assez symétrique et le mode est bien identifiable. En revanche, dans le cas par exemple du mode numéroté (3), le champ est très perturbé par la présence de la fibre et la répartition indique certainement un couplage entre les modes TE et TM. Enfin, en rompant la symétrie de la répartition du champ, notamment dans la direction verticale, le mode peut interagir beaucoup plus fortement avec le pilier que dans un cas symétrique. Ceci est illustré par les figure 3.10a et 3.10b qui montrent la répartition de H_y dans le cas où, respectivement, la fibre est en contact latéral sur le flanc du disque et où la fibre est sur le disque. Dans le deuxième cas, la rupture de symétrie verticale modifie encore d'avantage la répartition du champ. Ainsi, si la position de la fibre n'est pas optimale, les pertes deviennent extrêmement importantes. Sachant que nous manipulons avec une plateforme micro-métrique trois axes et que la fibre oscille sur son support, le positionnement est donc complexe. Pour de prochains dispositifs, il pourrait donc être souhaitable de réaliser des guides d'accès proches du disque, ou des supports pour fibre comme dans le dispositif figure 3.14a [248]. Sur la figure 3.11, nous avons représenté la magnitude du champ électrique à l'intérieur du résonateur. Les mêmes longueurs d'onde de résonance qu'en transmission sont visibles. Sur cette courbe, on observe aussi une augmentation du champ au-delà de 1 pour certains longueurs d'onde de résonance, phénomène appelé *intensity build-up*. Un des avantages de la FDTD est justement de pouvoir obtenir des informations sur le champ à l'intérieur du disque là où les mesures sont limitées à la transmission et à la réflexion.

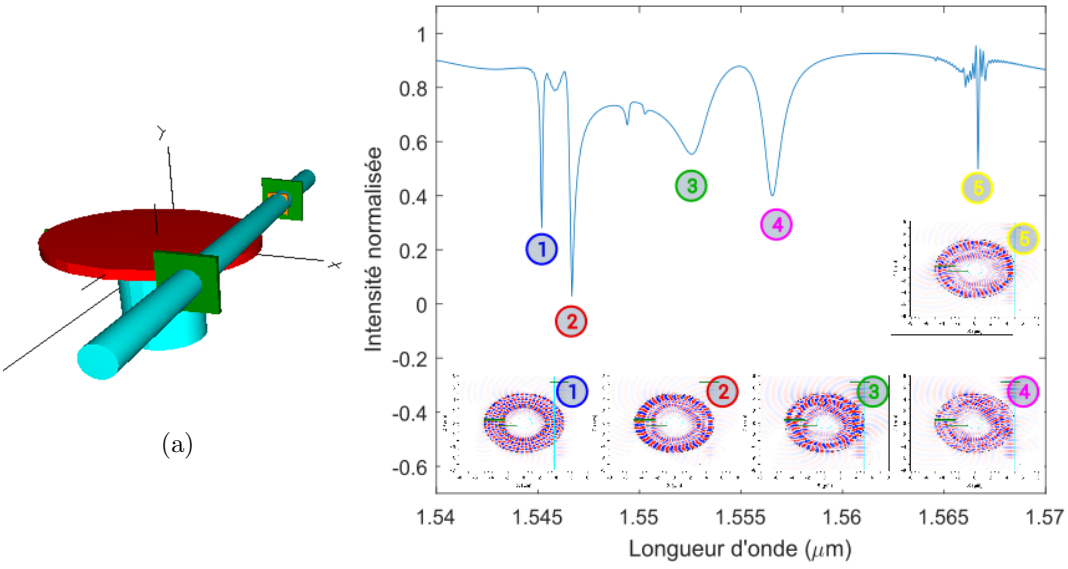
D'après la théorie des modes couplés développée dans le premier chapitre, à partir de la transmission et du champ à l'intérieur du disque, nous sommes capables de remonter aux paramètres de couplage et aux pertes linéaires à l'intérieur du résonateur. Nous nous concentrons sur la résonance à 1545 nm qui est bien identifiable comme un mode TM_{40}. Les pertes sont données par le facteur de qualité d'environ 10000 mesuré grâce à la largeur à mi-hauteur. À partir des mesures obtenues par FDTD, nous pouvons remonter aux paramètres décrits dans la théorie des modes couplés au chapitre 1.2 : le coefficient de couplage κ, les pertes linéaires dans le résonateurs a et les pertes de couplages parasites c :

$$a \approx 0.9811$$
$$c \approx 0.8796$$
$$\kappa \approx 0.5315$$

Nous constatons que le coefficient de couplage proche de 1/2 n'est pas très important, y compris pour ces modes d'ordre supérieur. D'autre part, les pertes parasites sont non négligeables et impact assez fortement la transmission hors résonance. Ces simulations sont utiles notamment pour obtenir un ordre de grandeur du coefficient de couplage pour le mode TM_{40} qui est un des modes que nous utiliserons par la suite pour les caractérisations thermiques.

Dès les premières caractérisations, nous avons constaté expérimentalement qu'il était plus facile de coupler aux disques de plus petite taille. Ceci s'avère exact aussi pour les autres échantillons réalisés par la suite et de sous-gravure différentes. Cette difficulté pour coupler

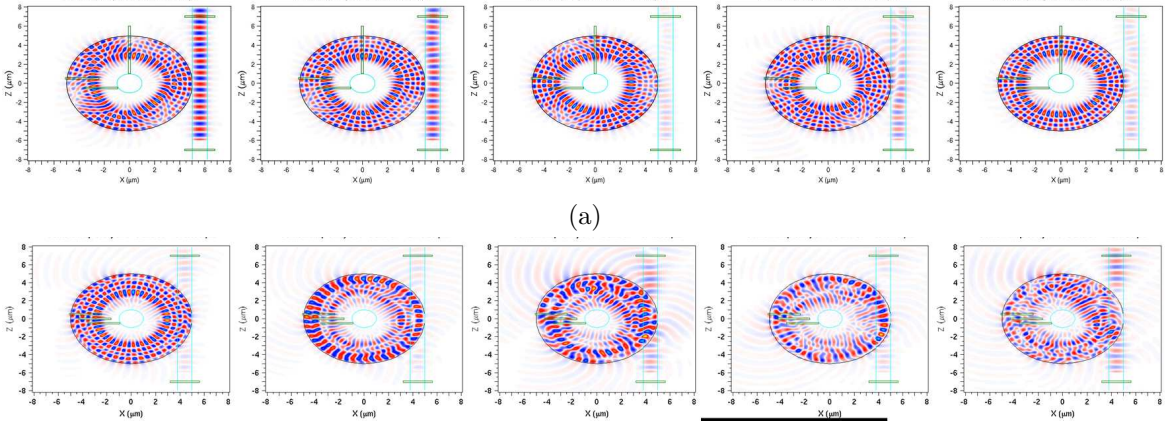
Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés



(a)

(b)

FIGURE 3.9 – (a) Schéma du montage simulé. La fibre en bleu claire est en contact direct légèrement au dessus du micro-disque de SiC en rouge. Le disque simulé est de 10 µm de diamètre et de 4 µm de sous-gravure. Le pilier de silicium est aussi représenté en bleu clair sous le disque. Les carrés verts représentent les zones de mesures du champ. Nous avons simulé un pas de simulation de 25 nm qui correspond à l'ordre de grandeur des rugosités mesurées pour les disques de 4 µde sous-gravure. (b) Spectre de transmission simulé et coupe suivant le plan y des profils de champs H_y pour les différentes longueurs d'onde de résonance.



(a)

(b)

FIGURE 3.10 – Simulation du profil de champ Hy par FDTD dans le cas d'une fibre placée (a) sur le flanc et (b) sur le dessus du disque. Notons que le spectre de transmission est complètement modifié entre (a) et (b), ainsi les résonances ne correspondent pas nécessairement. Les longueurs d'onde de résonances sont respectivement pour (a) [1528 ;1529 ;1530 ;1533 ;1539] nm et (b) [1540 ;1546 ;1552 ;1556 ;1566]

.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

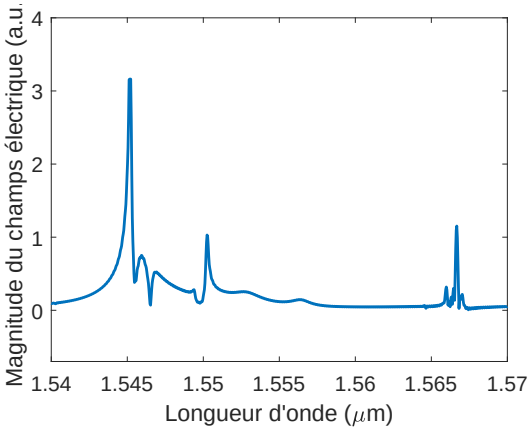


FIGURE 3.11 – Simulation FDTD du champ électrique à l'intérieur du disque de 10 µm de diamètre et de 4 µm de sous-gravure. Comme décrit dans le chapitre 1, nous observons bien un *intensity build-up*, c'est-à-dire une augmentation du champ au delà de 1 pour les longueurs d'onde de résonance.

est due à la différence d'indice "*vu par le mode de galerie*" entre le pilier de silicium et le disque de SiC qui diminue lorsque la taille du disque augmente. En effet, comme dans la section 2.3.2, on peut comparer les indices effectifs dans le SiC et dans le Si par transformation conforme pour obtenir les figures 3.12. Sur les figures 3.12a et 3.12b, nous avons calculé l'indice des matériaux par transformation conforme pour une sous-gravure de 4 µm et des diamètres respectifs de 10 µm et 80 µm. Les figures 3.12c et 3.12d représentent le profil 2D simulé lorsque nous réalisons une transformation conforme avec le solveur de mode. Nous pouvons voir sur la figure 3.12a que l'indice conforme dans le SiC est supérieur à celui dans le Si. Les modes se confinant plus facilement dans le substrat de fort indice, même si les modes "voient" le Si, ils restent confinés dans le micro-disque. En revanche pour un disque de 40 µm l'indice effectif dans le Si est supérieur à celui dans le SiC. Ainsi, dès lors que le champ interagit avec le pilier, la lumière fuit dans le silicium. C'est pourquoi il est plus difficile de coupler dans les disques de plus grand diamètre alors même que les pertes par radiations sont plus faibles et donc les facteurs de qualité plus importants. Les simulations, notamment par mode solveur, montrent que des modes de galerie dans le SiC existent bien et possèdent de forts facteurs de qualité, mais, en pratique, il est extrêmement complexe de coupler à ces modes et, d'autant plus, avec la fibre en contact du micro-disque.

Nous avons donc commencé par caractériser des disques de petit diamètre de 8 µm. Le spectre de transmission normalisé est représenté sur la figure 3.13a en rouge qui montre un les premiers résultats obtenus. La normalisation est effectuée en prenant un spectre de transmission *à vide*, c'est-à-dire sans être en contact avec le disque pour obtenir le spectre de la source reliée à la fibre. Les différents creux de transmission indiquent la présence d'au moins plusieurs modes de galerie auxquels nous parvenons à coupler. Afin d'estimer le confinement de ces modes de galerie, nous avons extrait le facteur de qualité aux longueurs d'onde de résonance en faisant correspondre le spectre de transmission avec une superposition de fonction de Lorentz. Nous pouvons ainsi extraire une largeur à mi-hauteur de 1.45 nm qui correspond un facteur de qualité mesuré (ou loaded pour *chargé* en anglais) maximum de $Q_{loaded} \approx 1080$ pour la résonance correspondant à $\lambda = 1565.7$ nm. La transmission étant

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

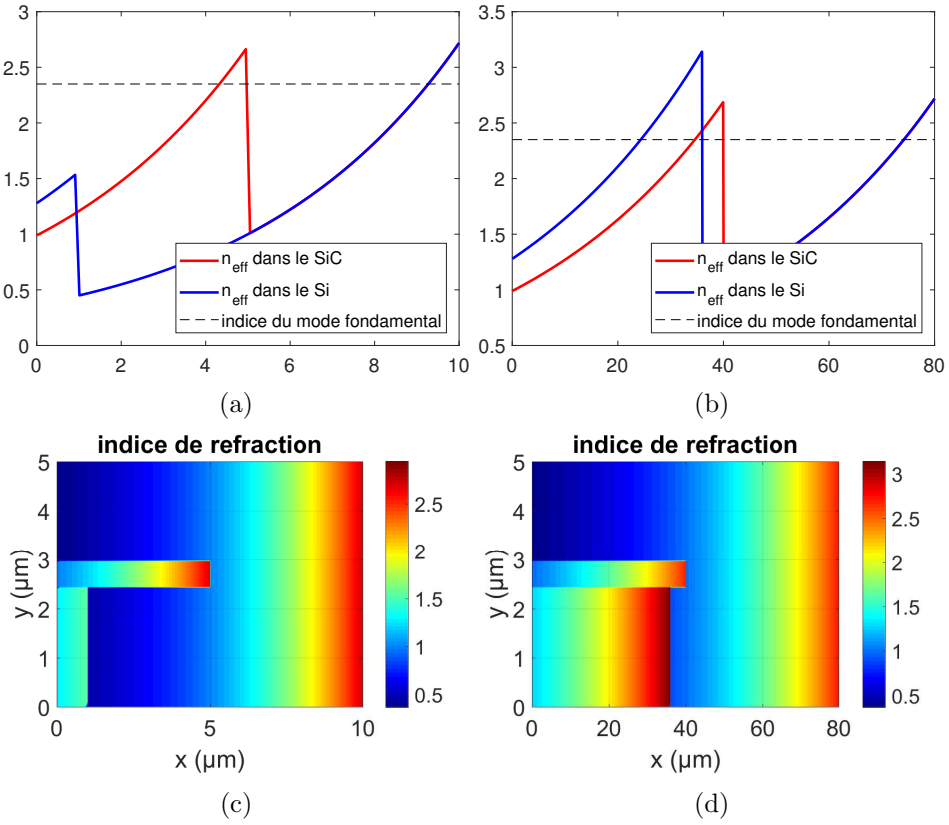


FIGURE 3.12 – Comparaison des indices effectifs dans le silicium (courbe bleue) et dans le carbure de silicium (courbe rouge) obtenus par transformation conforme pour une gravure de 4 µm et des disques de (a)-(c) 10 µm de diamètre et (b)-(d) 80 µm de diamètre. (c) et (d) représentent la cartographie 2D de cet indice de réfraction implémentée dans le solver de mode. Nous constatons que l'indice effectif est supérieur dans le silicium pour des disques de grande taille.

de $Transmission \approx 0.228$, nous pouvons en déduire, à partir de l'équation 3.3, un facteur de qualité intrinsèque de $Q_{int} \approx 1145$ [133].

$$\kappa = \frac{1-\sqrt{T}}{1+\sqrt{T}} \tag{3.2}$$

$$Q_{int} = Q_{loaded}(1+\kappa) \tag{3.3}$$

où κ représente le paramètre de couplage.

Nous revenons à nouveau sur l'importance du positionnement de la fibre mentionnée précédemment. Sur la figure 3.13a, nous avons représenté les spectres de transmission pour un même disque de 8 µm de diamètre et de 3 µm de sous-gravure pour deux positions de fibre. Le spectre rouge correspond à une position correcte de la fibre représentée sur la figure 3.13b tandis que le spectre vert correspond à une position non optimale, visible sur la figure 3.13c. On constate que le spectre de transmission est très fortement dégradé pour la deuxième position. La transmission moyenne diminue de moitié, de nombreuses résonances disparaissent et le facteur de qualité de celle restantes se dégrade. On constate aussi l'apparition de nouvelles

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

résonances, par exemple à 1550 nm sur le spectre vert, indiquant l'excitation de nouveaux modes ou, la modification de l'indice effectif du mode et donc de sa longueur d'onde de résonance. Ceci illustre parfaitement l'importance du contrôle très fin de la position de la fibre, idéalement bien en deçà du micromètre.

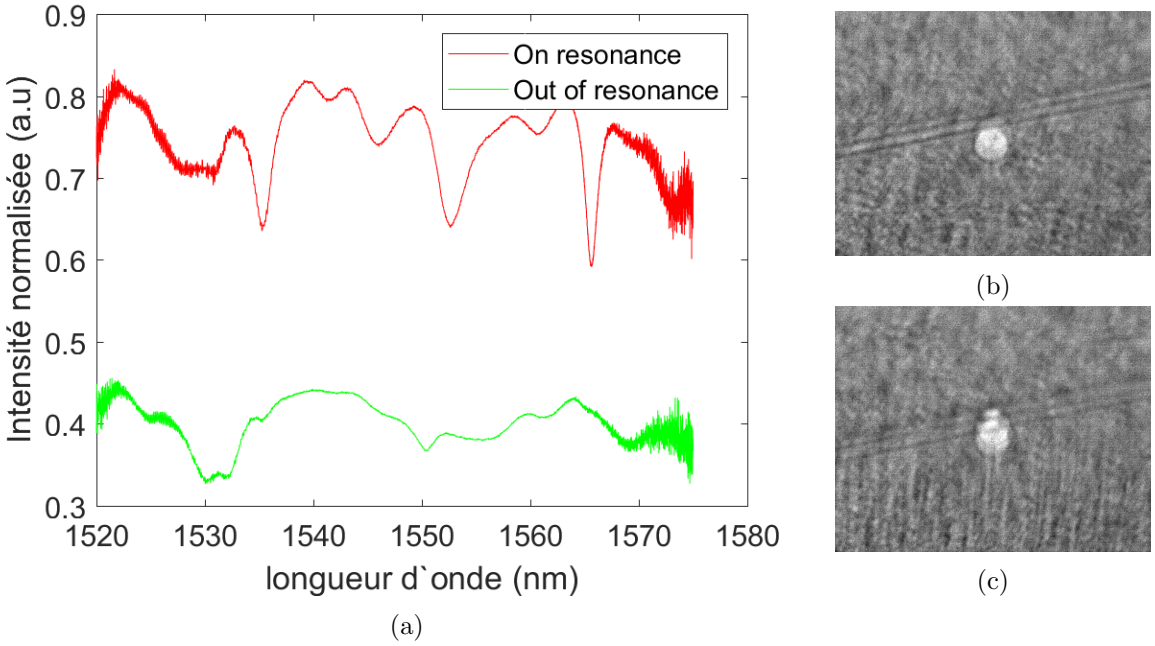
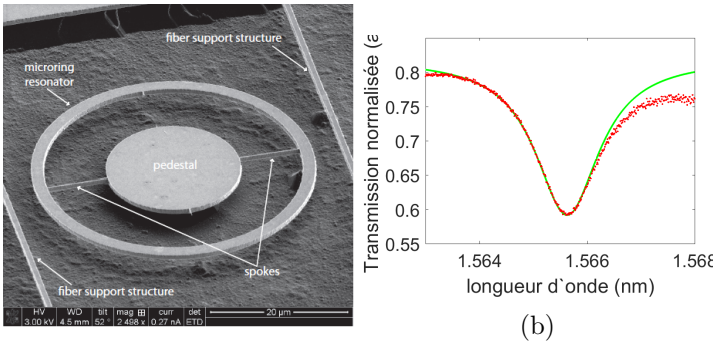


FIGURE 3.13 – (a) Spectre de transmission normalisé en lumière non polarisée pour un disque de 8 µm de diamètre et une gravure de 3µm. La courbe rouge correspond à la position de la figure (b) et la verte à celle de la figure (c). L'unité est la même pour les deux courbes.

Nous avons ensuite réalisé des caractérisations sur des disques plus larges, en particulier de 10 µm de diamètres, toujours avec une gravure de 3 µm. Les résultats sont visibles sur la figure 3.15. Nous pouvons constater figure 3.15b que la fibre est bien située sur le bord du disque ce qui nous permet d'avoir un couplage correct. Sur le spectre de transmission, nous observons de nombreux creux de résonance. De la même manière que précédemment, nous faisons correspondre les creux de transmission avec des fonctions de Lorentz (Hendrik, à ne pas confondre avec Ludvig Lorenz) pour déterminer la largeur à mi-hauteur et la transmission des creux. Grâce à cela, nous constatons que plusieurs modes se propagent avec des facteurs de qualité allant d'environ $Q_{loaded} \approx 500$ jusqu'à $Q_{loaded} \approx 1800$ au mieux pour le mode à 1529 nm. Ces résultats préliminaires ont été présentés durant la conférence CLEO 2016 [313]

Ces mesures nous permettent de confirmer la propagation de différents modes de galerie à l'intérieur des disques de SiC. On peut en revanche noter que les facteurs de qualités sont assez faibles en comparaison de l'état de l'art sur cette plateforme. Des facteurs de qualité allant de 6190 [70] à 130000 [249] ont en effet été mesurés sur des micro-disques à des longueurs d'onde télécoms. Plusieurs facteurs peuvent expliquer ces valeurs, notamment le faible couplage entre le mode de la fibre et les modes de galerie à plus haut facteur de

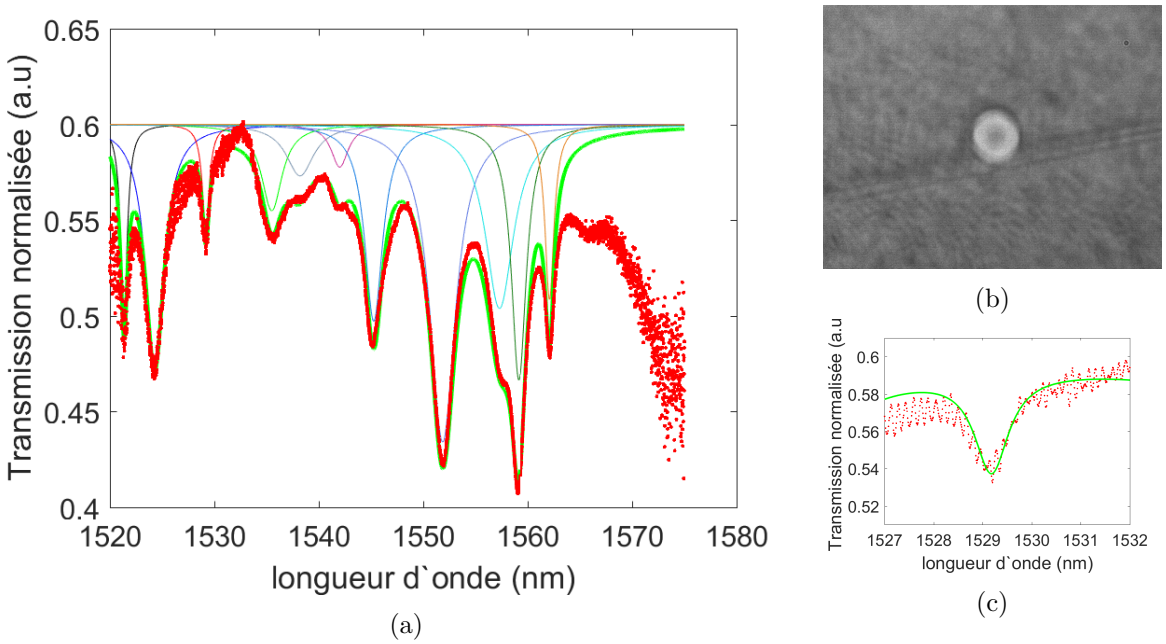
Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) Credit [248]

(b)

FIGURE 3.14



(a)

(b)

(c)

FIGURE 3.15 – (a) Spectre de transmission normalisé en lumière non polarisée pour un disque de 10 µm de diamètre et une gravure de 3µm. La courbe rouge correspond à la mesure expérimentale, la verte à la sommes des modèles lorentziens et les courbes plus fines de couleur variables, correspondent au modèle lorentzien de chaque résonance. (b) Image de la position de la fibre au moment de la mesure. (c) Correspondance entre l'expérience et le modèle de Lorentz pour la résonance à 1529 nm.

qualité, ou encore la présence de défauts dans le matériau. Mais, l'explication la plus probable reste la rugosité importante des flancs de gravure, que l'on peut voir par exemple sur la figure 2.27d, et qui accroit fortement les pertes par diffusion. Ces premières mesures nous ont tout de même permis de valider les méthodes de fabrication, le banc de caractérisation par couplage évanescent et la conception des dispositifs sur pilier de silicium. Nous avons donc décidé de fabriquer de nouveaux échantillons avec un objectif double : améliorer la recette de fabrication dans le but de diminuer les rugosités et modifier la taille de gravure à 1.4 µm et 4 µm pour supprimer les modes d'ordre supérieurs respectivement à $\lambda = 1.5$ µm et autour de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

$\lambda = 4$ µm. Enfin, les échantillons de sous-gravure 4 µm devront aussi nous permettre d'identifier les différents modes pour les comparer à ceux présents dans les disques de 1.4 µm de sous-gravure, mais aussi de réaliser une étude thermique pour valider l'emploi du SiC comme matériau adapté à l'optique non-linéaire à haute puissance et/ou à haute température.

3.3 Identification des modes de galerie pour de nouveaux échantillons à plus forte sous-gravures de silicium

Les résonateurs optiques à géométrie circulaire peuvent posséder un grand nombre de modes de résonance radiaux et azimutaux. Notre objectif est de supprimer les modes radiaux d'ordre supérieur et, dans ce contexte, il est nécessaire pour nous d'identifier les différents modes de galerie se propageant. Pour cela, nous avons déjà réalisé une théorique par simulation dans le chapitre 2.3.2, que nous confrontons désormais à des caractérisations expérimentales. Cette analyse doit nous permettre de démontrer que les modes radiaux d'ordre supérieur sont bien supprimés et que nous conservons effectivement le mode fondamental. D'autre part, d'une manière plus générale, déterminer expérimentalement la répartition spectrale, et idéalement spatiale, des modes du résonateur est intéressante, voire nécessaire dans de nombreuses applications. Nous pouvons citer deux exemples proches des domaines que nous visons à terme : dans le contexte de l'analyse de molécules à l'aide de résonateurs, le recouvrement entre les molécules et le champ est crucial [92], tandis qu'en optique non-linéaire un accord de phase et un recouvrement spatial sont nécessaires pour réaliser de la conversion de fréquence par exemple dans les OPO [152].

Plusieurs méthodes ont été développées pour identifier les modes de résonance. Une méthode purement analytique reposant sur la théorie de Mie est par exemple proposée par C. Lam & al. [314] mais est difficilement exploitable dans le cas qui nous concerne car elle repose sur des résonateurs parfaits et isolés. D'autres utilisent malheureusement des méthodes non implémentables dans nos laboratoires, par exemple la plus classique, qui consiste à modifier la distance de la fibre au résonateur. Lorsque cette dernière se rapproche, le couplage à chaque mode est modifié de manière différente. Outre la détermination des coefficients de couplage, cette technique permet aussi d'identifier plus aisément les modes de résonance. C'est cette approche qui a, par exemple, été choisie par X. Lu & al. [249] et qui est illustrée sur la figure 3.16. Une autre méthode, élégante et particulièrement adaptée aux modes de galerie possédant un ordre azimutal élevé, a été développée par le groupe de Gerd Leuchs. Cependant, celle-ci nécessite l'imagerie du champ lointain grâce à différents prismes positionnés au plus près du disque, ce qui était difficile à mettre en place dans notre cas.

Avant de pouvoir mettre à jour le principe de suppression des modes d'ordre supérieur, nous avons commencé par étudier les modes des disques possédant une gravure importante, environ 4 µm dans lesquels plusieurs modes radiaux peuvent se propager. Les modes d'ordre supérieur possèdent un indice effectif plus faible, plus proche de celui de la fibre. Il est donc plus aisé de coupler à ces modes et donc avec des disques à plus forte gravure. Nous pouvons ainsi étudier les différents modes et en déduire certaines propriétés du matériau, comme l'indice de réfraction, que nous avons extrait à partir des FSRs et des positions des résonances, ou encore le niveau de pertes dû aux défauts. Dans cette optique, nous avons étudié des

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

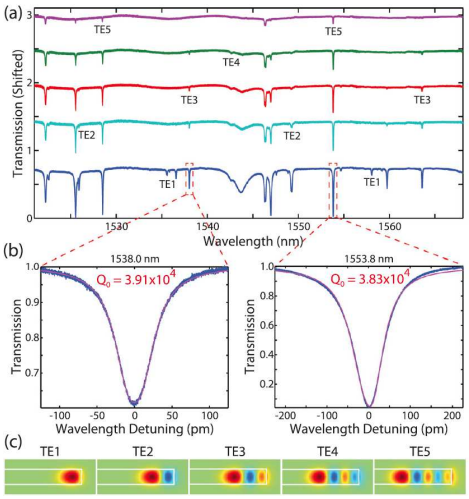


FIGURE 3.16 – Spectres de transmission pour un couplage évanescent à un micro-disque de SiC pour différentes distances de couplage allant de 500 nm à 0 nm. Crédit [249]

disques possédant deux diamètres : 10 µm et 20 µm. Nous avons aussi cherché à coupler aux disques de plus large diamètre, mais nous n'y sommes pas parvenus.

Afin d'identifier les différents modes de galerie se propageant dans les disques, nous avons effectué une étude en polarisation. Les WGMs étant dépendants de la polarisation l'évolution des creux de résonance avec cette dernière permet de déterminer les modes en utilisant leur FSR. Nous avons ainsi modifié la polarisation d'entrée de 0° à 170° par pas de 10° afin de couvrir toutes les polarisations possibles. Une normalisation a été effectuée pour chaque mesure. Même lorsque la fibre n'est en contact d'aucun matériel, l'effilage qui n'est pas parfaitement isotropique peut entraîner une asymétrie de la fibre au niveau du taper. Contrairement à une fibre classique SMF ou à un taper parfait, nous avons observé que la transmission dépend faiblement de la polarisation. Il est donc nécessaire de réaliser une nouvelle référence pour chaque polarisation. De manière générale, la moindre perturbation : poussière, modification de l'environnement, mouvement de la fibre, perturbe le spectre de transmission. Il est donc préférable d'effectuer au maximum des références avant et/ou après chaque mesure. Notons néanmoins que si la fibre est légèrement en tension au contact du disque, le spectre n'est pas parfaitement normalisé.

Cette étude en polarisation a été réalisé à l'Institut des Nanotechnologies de Lyon à partir de fibres ramenées de Sydney. Par rapport aux mesures effectuées en Australie, nous disposions à l'INL d'une sources couvrant les gammes C et L des télécoms, c'est-à-dire une bande spectrale de 1500 nm à 1650 nm tandis que la sources ASE à ma disposition à Sydney ne couvrait que la bande C, d'environ 1520 nm à 1575 nm. Disposer d'une large gamme spectrale permet de repérer les périodicités des pics de résonance et donc de remonter aux FSRs, à l'indice de groupe et potentiellement à l'indice effectif du mode. D'autre part, nous disposions d'un contrôleur de polarisation et d'un polariseur bien indexé. En revanche, au cours des mesures à Sydney, nous avons pu tester de nombreuses fibres car la fabrication, sur place, était assez aisée une fois le procédé pris en main, tandis que nous ne disposions que d'un nombre limité de fibres à l'INL. Le couplage étant extrêmement dépendant de la

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

fibre effilée, ne sommes pas parvenus à coupler aux disques à faible gravure à l'Institut, ni au mode fondamental des disques à forte gravure (ce qui est cohérent). Enfin, la résolution utilisée avec l'analyseur de spectres à l'Institut de Nanotechnologies de Lyon, de 0.10 nm, est inférieure à celle de l'OSA de Sydney ce qui rend l'interprétation de certains résultats plus complexe, notamment pour discerner si certains creux correspondent à des résonances ou des fluctuations du signal. Pour tous les calculs de facteurs de qualité, nous utilisons donc les résultats obtenues obtenus à Sydney.

3.3.1 Modes de galerie dans des disques de faible diamètres de 10 µm

Nous présentons ici les résultats que nous avons obtenus pour des caractérisations sur des disques de 10 µm de diamètre. Sur les spectres de transmissions représentés sur la figure 3.17a, les différents creux de résonances indiquent, comme dans le cas des disques de 3 µm de sous-gravure, que plusieurs modes d'ordre radial se propagent. Sur cette figure, nous affichons différentes polarisations qui nous permettent de reconnaître les creux ayant le même FSR, difficilement identifiables à partir d'une unique courbe de transmission. Sur l'image 3.18, deux spectres sont représentés avec des polarisations orthogonales, les courbes noire et verte ayant respectivement les polarisations 0°et 90°. En comparant ces deux courbes à l'évolution de la résonance en fonction de la polarisation donnée par la figure 3.17a, nous pouvons identifier un certain nombre de modes.

La méthode consiste à reconnaître des résonances successives, de facteur de qualité similaire ayant un FSR proche. Nous remarquons que la plage spectrale des modes est légèrement croissante indiquant que la dispersion des modes présents est normale, ce qui est consistant avec les simulations réalisées pour les disques de 500 nm d'épaisseur dans le chapitre suivant 4.2 pour lesquels la dispersion attendue est effectivement normale. Nous ne sommes malheureusement par parvenus à identifier l'ensemble des modes se propageant dans le résonateur avec cette métode. Deux modes à haut facteur de qualité ont ici été identifiés dont les FSRs sont respectivement de 30 nm et 31.8 nm aux alentours de 1.55 µm. En utilisant les résultats du tableau 2.2, nous sommes en mesure d'identifier ces modes. Les résonances correspondantes sont représentées par les flèches respectivement noires et vertes sur la figure 3.17a et correspondent très certainement aux modes TE_{20} et TE_{40} dont le profil de puissance est représenté respectivement sur les figures 3.17b et 3.17c. Nous ne parvenons pas à identifier tous les ordres présents, nous mettons néanmoins en évidence la propagation d'une multitude de modes correspondant aux différents creux de résonances et, nous identifions au moins deux modes d'ordre supérieur de polarisation TE.

Afin de vérifier que nous mesurions bien la valeur maximale du facteur de qualité, et obtenir une mesure plus résolue, notamment pour repérer le mode fondamental, nous avons effectué quelques mesures avec le sweep wavelength system (SWS) du CUDOS. Pour des questions pratiques évoquées précédemment, nous avons été limités à un nombre réduit d'acquisition. La figure 3.19 représente deux signaux obtenus sur les mêmes disques que précédemment et avec des polarisations orthogonales en sortie de source. Cependant, nous ne maîtrisons pas la polarisation du champ à l'intérieur des 10 m de fibre entre le système et le banc comprenant la fibre effilée. Il est très probable que la polarisation au niveau du taper soit elliptique, ce qui explique la très grande ressemblance entre les deux courbes.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

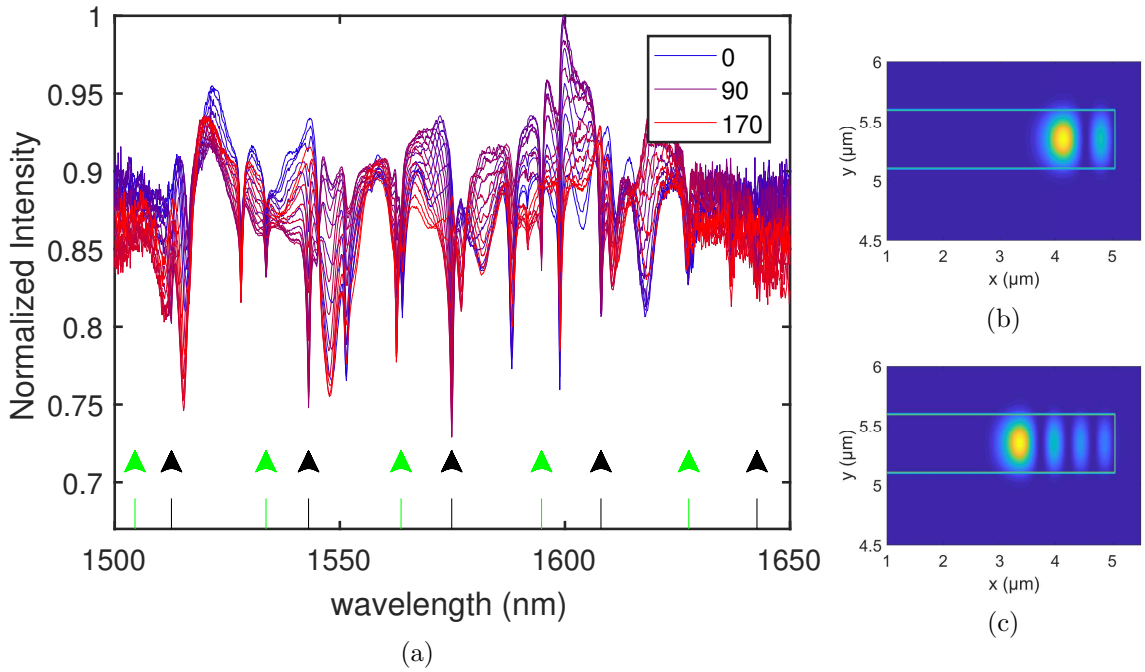


FIGURE 3.17 – (a) Spectres de transmission pour un disque de 10 µm avec une gravure de 4 µm. La polarisation varie de 0° en bleu à 170° en rouge par pas de 10°. Les flèches noires et vertes indiquent deux différents modes radiaux dont les profils de mode sont représentés respectivement en figure (b) TE_{10} et (c) TE_{30}.

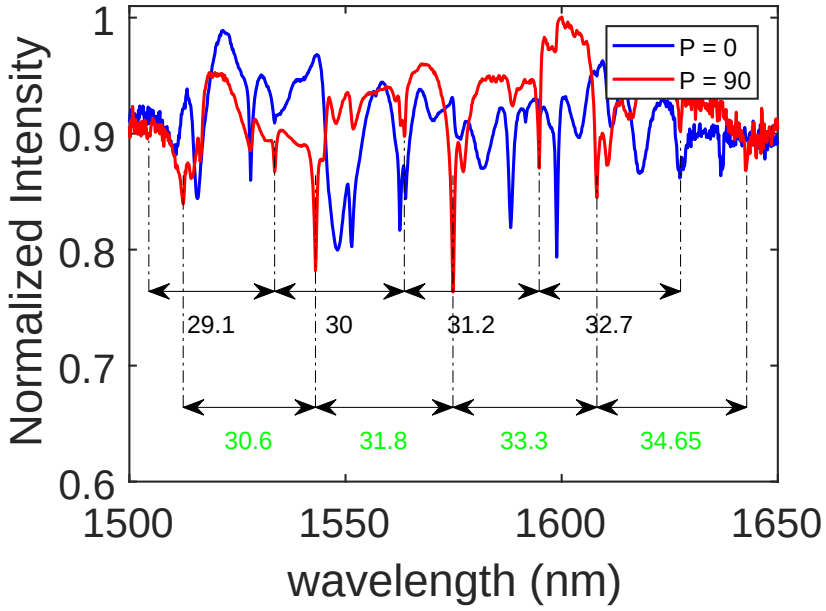


FIGURE 3.18 – Spectres de transmission pour un disque de 10 µm avec une gravure de 4 µm. La polarisation varie de 0° en bleu à 90° en rouge. Les doubles flèches noires deux les FSR de deux différents modes radiaux dont les profils de mode sont représentés respectivement en figure 3.17 (b) TE_{10} et (c) TE_{30}.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Le résultat principal de ce spectre de transmission est la mise en évidence du mode fondamental. La résonance indiquée par les tirets verticaux peut correspondre, en termes de FSR, à deux modes : soit le mode fondamental TE, soit le mode TM_{40}. Or, le mode TM_{40} possède théoriquement un facteur de qualité intrinsèque n'excédant pas 17300 dans un disque suspendu. Si l'on ajoute à cela le pilier de silicium et les pertes dues aux rugosités, le facteur de qualité devient très vite inférieur au millier. En pratique, il est extrêmement difficile de visualiser ce mode, même par simulations avec le solveur de mode, et ce, en raison des fuites trop importantes. Nous pouvons donc légitimement supposer que le mode TM_{40} ne se propage pas dans un disque avec un pilier de 1 µm de rayon. Le seul mode pouvant se propager et possédant un FSR dans la bonne gamme de valeur est donc le mode fondamental. Ceci paraît d'ailleurs cohérent avec les modes de galerie identifiés par d'autres groupes dans des disques de SiC, comme dans l'article de X. Lu & al. [249]. Dans leurs publications, ils mesurent un facteur de qualité et une transmission équivalente à celle que nous obtenons.

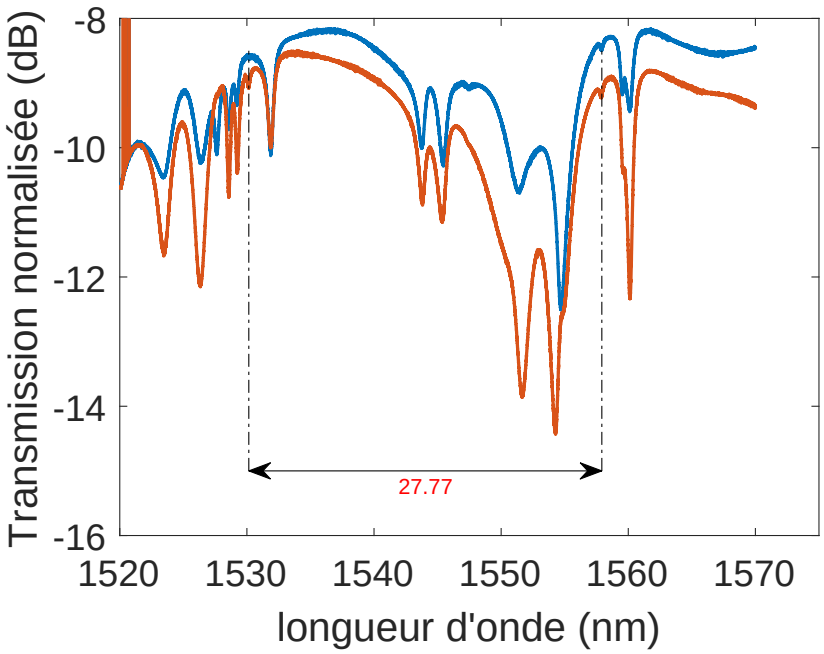


FIGURE 3.19 – Spectres de transmission pour deux polarisations orthogonales, TE en bleu et TM en rouge, en sortie du laser. La position du mode fondamental est indiquée par les tirets noirs.

Sur la figure 3.20a, nous nous concentrons sur le spectre obtenu avec la polarisation de sortie du laser TE. Cette mesure nous permet d'extraire un facteur de qualité de $Q_{loaded} = 8400$ pour la résonance supposée correspondre au mode fondamental de galerie à la longueur d'onde $\lambda_{res} = 1557.9$ nm. Le creux de transmission associé étant de -0.78 dB, le facteur de qualité intrinsèque est très proche du facteur de qualité mesuré. Ce très faible couplage est, à nouveau, attribué à la différence de phase très importante entre le mode de la fibre et le mode fondamental.

Sur cette même figure, nous avons inclus les résultats de simulations FDTD effectuée avec le logiciel commercial Fullwave (de la suite Rsoft). Cette simulation, comprend la fibre

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

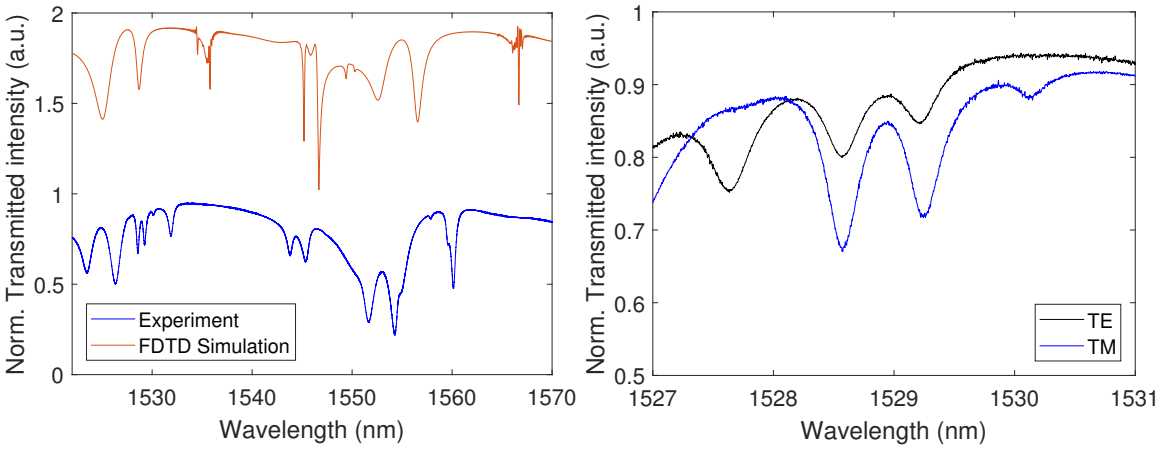
en contact direct légèrement au-dessus du disque de 10 µm de diamètre et pour un pilier de 4 µm de sous-gravure, comme représenté précédemment sur la figure 3.9a, qui correspond aux conditions pour lesquelles nous avons effectué cette mesure. Le résultat de cette simulation est représenté en rouge sur la figure 3.20a. Les courbes simulée et expérimentale sont assez proche l'une de l'autre, en particulier en ce qui concerne le nombre de modes se propageant et le FSR de ceux-ci. En particulier, nous observons dans les deux cas plusieurs creux de résonances indiquant bien un comportement multi-modal. Nous observons aussi des formes doubles creux de résonances. La première interprétation possible est la levée de dégénérescence entre les modes propagatif et contra-propagatif pouvant apparaitre dans les résonateurs possédant de fortes rugosités et/ou des défauts ponctuels importants [45, 315], décrits dans le chapitre 1.3.4. L'autre interprétation possible, décrite dans le même chapitre, est le couplage entre les modes TE et TM [135]. En effet, en raison de la rupture de la symétrie et du croisement des deux longueurs d'onde de résonance, nous pouvons obtenir un couplage entre les modes TE et TM. Ceci est particulièrement visible sur la figure 3.20b sur laquelle nous observons trois groupes de résonances distinctes. Le premier correspond uniquement au mode TE pour $\lambda = 1527.7$ nm, le second uniquement au mode TM pour $\lambda = 1530.1$ nm, enfin, le troisième doublet est visible pour les deux polarisations pour les résonances à $\lambda = 1528.5$ nm et 1529.5 nm. Nous pensons que les deux phénomènes, couplage et levée de dégénérescence sont présents dans notre cas. Certaines résonances doubles sont visibles pour les deux polarisations indiquant la présence d'un couplage entre les modes TE et TM. Sur d'autres courbes, par exemple sur la figure 3.22, nous observons les résonances doubles uniquement pour une polarisation ce qui indique plutôt une levée de dégénérescence entre les modes propagatif et contra-propagatif.

Nous avons ensuite utilisé les résultats de nos simulations pour extraire le facteur de qualité maximal qui est de $Q_{loaded} = 10000$ à la longueur d'onde $\lambda \approx 1550$ nm. Ce facteur de qualité a été obtenu pour une rugosité d'environ 20 nm correspondant au pas de notre simulation. Le facteur de qualité expérimental, de 8400, est proche de cette valeur indiquant que les rugosités au niveau des flancs de gravure sont probablement du même ordre de grandeur, de quelques dizaines de nanomètres, ce qui est plutôt bon pour des dispositifs en carbure de silicium.

Des différences entre les mesures expérimentale et simulée sont cependant bien visibles. Celles-ci peuvent être attribuées à différents facteurs : la position et la taille précises de la fibre sont estimées uniquement à partir des images que nous possédons, ce qui entraîne une forte déviation. De plus, nous ne connaissons pas exactement la dispersion du matériau. Cette approximation peut entraîner une faible erreur sur l'indice effectif des modes. Cette erreur est acceptable pour la mesure du FSR qui nous sert principalement pour identifier les modes de galerie. En revanche, la valeur absolue des longueurs d'ondes de résonance est proportionnelle à l'indice effectif. Cela signifie qu'une incertitude de 1% sur l'indice du matériau entraine une variation d'environ 1.5 nm sur la position de la résonance. Or, nous utilisons l'équation de Sellmeier pour déterminer l'indice de réfraction du matériau. Cette équation est très légèrement augmentée (de 4%) par rapport à la littérature pour faire correspondre les FSR aux résultats que nous avons obtenus, mais cela reste une estimation basée sur la dispersion théorique du SiC. D'autre part, cette valeur semble encore légèrement sous-estimée, les FSRs étant globalement plus important à partir des simulations qu'avec les résultats

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

expérimentaux. L'erreur entre les simulations et l'expérience peut donc être importante au niveau de la position absolue des résonances.



(a) (b)

FIGURE 3.20 – (a) Spectres de transmission normalisée du mode TM obtenus expérimentalement (en bleu) et par simulation (en rouge) pour un disque de 10 µm de diamètre et de 4 µm de sous-gravure de silicium. (b) Agrandissement des résonances autour du 1529 nm des spectres de transmission normalisée obtenus pour le même disque et pour les polarisations TM (en bleu) et TE (en rouge).

3.3.2 Modes de galerie dans des disques de plus grand diamètres de 20 µm

Nous avons ensuite caractérisé des disques plus grands, de 20 µm de diamètre. Ces derniers présentent l'avantage d'avoir, théoriquement, des facteurs de qualité intrinsèques plus importants, les pertes par radiation étant plus faibles. D'autre part, le FSR est inversement proportionnel au rayon du disque donc celui-ci est plus faible pour les disques de plus grande taille. Nous avons donc davantage de résonance pour un mode radial donné sur notre plage de mesure et l'identification du mode s'en trouve grandement facilitée. Cela permet aussi une meilleure précision du calcul de la dispersion d'un mode. En revanche, comme indiqué précédemment, l'indice "*conforme*" du silicium est plus élevé que pour des disques de diamètre plus réduit, ce qui implique que les modes d'ordre supérieur sont supprimés plus rapidement et que le couplage peut-être plus compliqué à obtenir.

Pour caractériser les disques de 20 µm comme pour ceux de 10 µm, nous avons commencé par réaliser une étude en polarisation qui nous permet d'identifier les différents modes de galerie présents dans le micro-disque. Nous avons modifié la polarisation d'entrée de 0°à 170° par pas de 10° et mesuré le spectre de transmission normalisée. Sur la figure 3.21a, nous avons représenté l'ensemble des spectres de transmission normalisée. Nous remarquons d'abord que la normalisation n'est pas parfaite. Le signal hors résonance n'est pas égal à 1. Or, contrairement à la courbe verte de la figure 3.13a pour laquelle cette écart de transmission est dû aux pertes parasites, la figure 3.21b, semble indiquer que la fibre est bien positionnée au contact du micro-disque. Surtout, nous remarquons que la queue du spectre remonte fortement au delà de 1 à des longueurs d'onde inférieures à 1520 nm et pour celles supérieures à 1630 nm. Si l'écart de transmission hors résonance était dû uniquement à des

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

pertes de couplage, celui-ci serait homogène en longueur d'onde. Nous pensons donc que la différence de transmission est due en partie à un problème de référence du signal pour la fibre à vide.

Comme précédemment pour le disque de 10 µm, nous pouvons identifier un certain nombre de modes radiaux. Sur la figure 3.21a, les flèches vertes et noires indiquent les creux de résonances pour un même mode radial. Étant donné qu'il n'est pas facile d'identifier les résonances sur la figure avec toutes les courbes présentes, nous avons représenté sur la figure 3.22 les spectres de transmission pour deux polarisations d'entrée orthogonales entre elles : 50° en bleu et 140° en rouge. Nous avons aussi représenté les FSRs correspondant aux modes des deux polarisations. Contrairement au spectre pour le disque de 10 µm de diamètre, dans le cas présent, tous les modes ayant un creux de transmission significatif ont pu être identifiés. Nous visualisons uniquement deux modes pour la polarisation de 50° et trois pour la polarisation de 140°. Pour ces mesures, nous avions une résolution de 0.075 nm. Nous pouvions donc mesurer des facteurs de qualité d'au maximum 20 000 environ, soit bien au-dessus des facteurs de qualité maximum que nous mesurons expérimentalement et qui sont d'environ $Q_{loaded} \approx 5300$ au maximum.

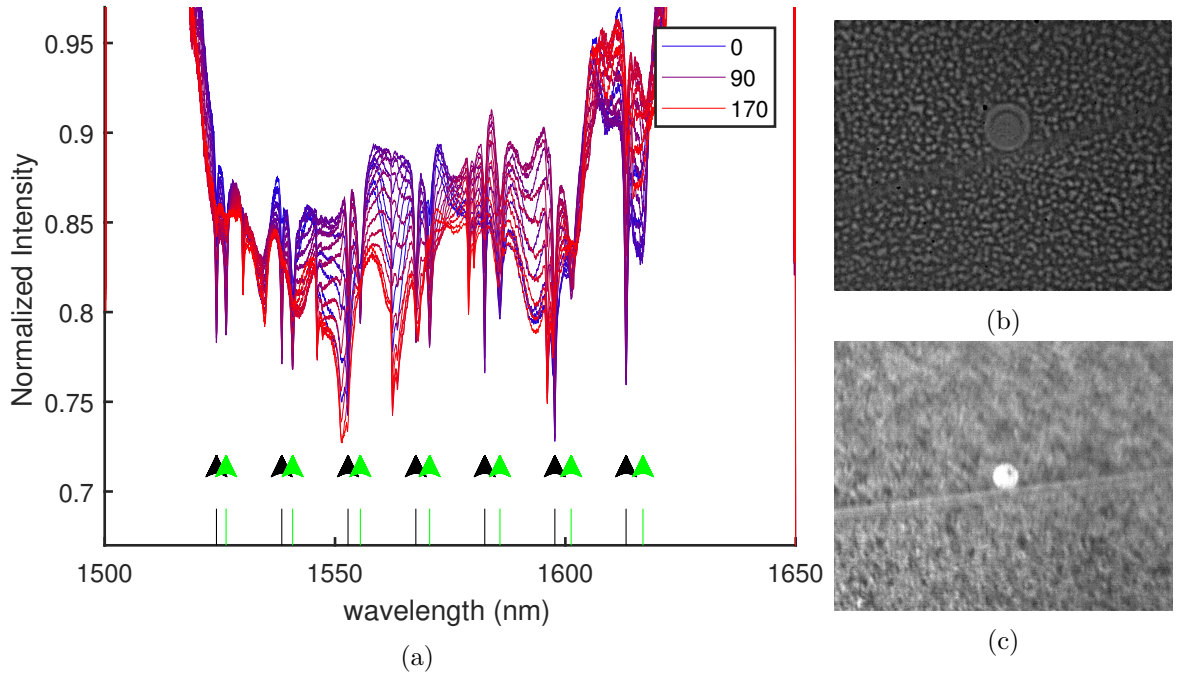


FIGURE 3.21 – (a) Spectre de transmission pour un disque de 20 µm avec une gravure de 4 µmLa polarisation varie de 0° en bleu à 170° en rouge par pas de 10°. Les flèches noires et verte indiquent deux différents modes radiaux TE_{20} et TE_{40}

Nous avons enfin cherché à identifier les modes radiaux à partir d'images infrarouges des pertes émises lorsque nous couplions aux disques. Nous avons aussi essayé de déterminer les zones de fortes pertes et si la fibre avait réellement un impact important sur la répartition du champ expérimental. L'image 3.23a montre le disque en lumière visible avec la fibre collée à lui, tandis que l'image 3.23b montre la même image en lumière infrarouge large bande, à

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

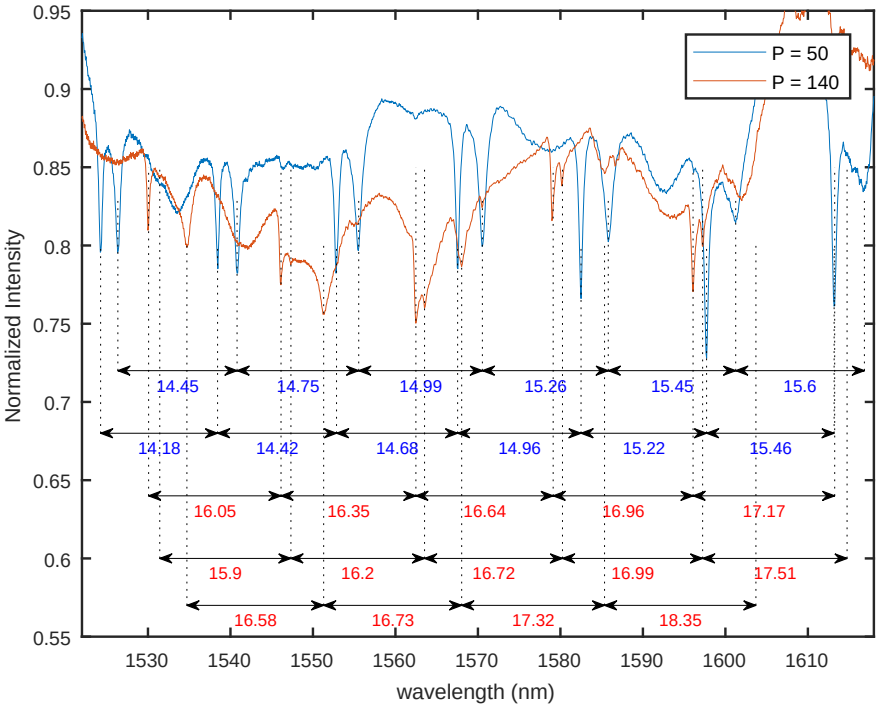


FIGURE 3.22 – (a) Spectre de transmission pour un disque de 20 µm avec une gravure de 4 µmLa polarisation varie de 50° en bleu à 140° en rouge. Les doubles flèches indiquent les FSRs pour les deux polarisations

partir de la source ASE. Nous pouvons voir qu'une partie au moins de la lumière se couple dans le résonateur et que différents modes de galerie semblent être excités. On remarque en particulier la présence du pilier en noir au centre du disque dans lequel la lumière fuit. Sur cette image, nous pouvons même discerner certains lobes, probablement des modes de galerie, ainsi que deux cercles de lumière concentriques, ce qui signifie que nous voyons principalement les modes d'ordre supérieurs. Ceci est en accord avec le fait que nous couplons principalement à ces modes.

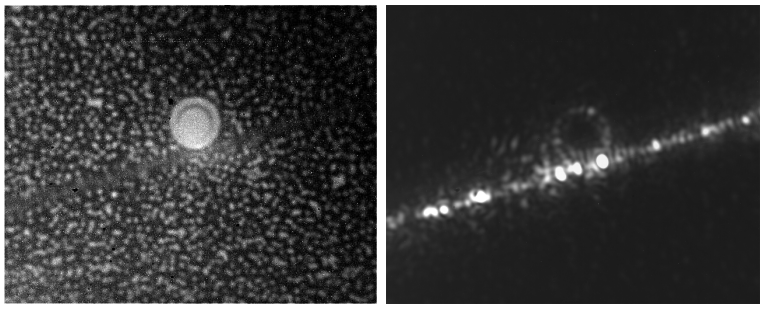
Afin d'identifier les différents modes, nous avons cherché à scanner les disques avec un laser CW, dans une polarisation donnée, tout en enregistrant le profil diffusé. En particulier, sur le spectre de transmission pour la polarisation à 50°, nous remarquons des formes de doubles pics. Nous avons pensé pouvoir déterminer si ces pics correspondent à la levée de dégénérescence entre les modes propagatif et contra-propagatif qui doivent avoir pratiquement la même répartition spatiale. Les figures 3.24 et 3.25 montrent les images infrarouges enregistrées lorsque le disque était pompé à différentes longueurs d'onde. Les images 3.24a à 3.24c correspondent à un même mode radial pour les résonances de la courbe bleu aux longueurs d'onde $\lambda = 1524$ nm, $\lambda = 1538$ nm et $\lambda = 1552$ nm, c'est-à-dire la résonance à la longueur d'onde inférieur du double pic. Les images 3.24d à 3.24f correspondent aux longueurs d'onde $\lambda = 1528$ nm, $\lambda = 1540$ nm et $\lambda = 1555$ nm soit le mode radial de plus haute longueur d'onde au niveau de la résonance double. Sur ces images, il est possible d'identifier certains motifs constants et donc de reconnaitre que nous excitons bien un mode radial pour des longueurs d'ondes successives. Néanmoins, et contrairement à ce que nous espérions, même en utilisant

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

un traitement informatique, nous ne sommes pas parvenus à remonter précisément au mode optique excité. En revanche, en comparaison des autres séries d'images comme les deux suivantes, la répartition du champ diffracté pour les deux modes de la double résonance est très proche. Même si nous ne pouvons pas être catégorique, il est possible que nous soyons bien en présence d'une levée de dégénérescence.

Les images 3.25a à 3.25c correspondent, elles, à un même mode radial, aux résonances de la courbe rouge pour les longueurs d'onde $\lambda = 1529$ nm, $\lambda = 1545$ nm et $\lambda = 1562$ nm tandis que les images 3.25d à 3.25f correspondent aux résonances de la courbe rouge aux longueurs d'onde $\lambda = 1534$ nm, $\lambda = 1551$ nm et $\lambda = 1567$ nm. En comparant les deux séries d'images, on voit très nettement que le mode excité n'est pas le même. D'abord l'intensité lumineuse couplée est plus importante pour la première ligne d'images. Ensuite, la répartition du champ semble différente. Enfin sur les trois images du bas, un point extrêmement lumineux apparaît qui correspond très certainement à un défaut au bord du disque. Ce point est aussi visible sur les autres images, mais de manière moins prononcée. Ce qui est intéressant ici, est que le facteur de qualité correspondant aux résonances sur les images du bas est plus faible. Ce défaut représente donc probablement une source de fuite importante. Nous pouvons finalement voir sur toutes les images que les fuites sont extrêmement importantes au niveau de la zone de couplage. Pour un couplage efficace, par exemple avec un guide d'accès bien conçu, seuls deux points lumineux apparaissent tandis que dans notre cas, une partie importante du taper est éclairée. Bien que nous le sachions déjà, ces images illustrent qu'un travail d'optimisation du couplage reste à effectuer.

Pour terminer, ces photos ne sont qu'une première étape. Mais, nous pensons qu'avec un travail de post-traitement informatique et avec un montage plus précis, il est possible de remonter aux modes de galerie dans le cas de disques dont les défauts permettent un champ diffracté important, comme c'est le cas ici. Une première approche pour déterminer si deux images correspondent au même mode radial pourrait-être, selon moi, de calculer la corrélation de la transformée de Fourier spatiale de la lumière diffractée en coordonnées cylindrique.



(a) (b)

FIGURE 3.23 – (a) Image infrarouge d'un micro-disque de 20 µm de diamètre et de 4 µm de sous-gravure en contact avec la fibre effilée. (b) Même image lorsque la source ASE est allumée. On constate alors que la fibre s'illumine et que les modes de galerie sont visibles. Ceci indique de la lumière diffractée par les défauts de la fibre et les rugosités du disque.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

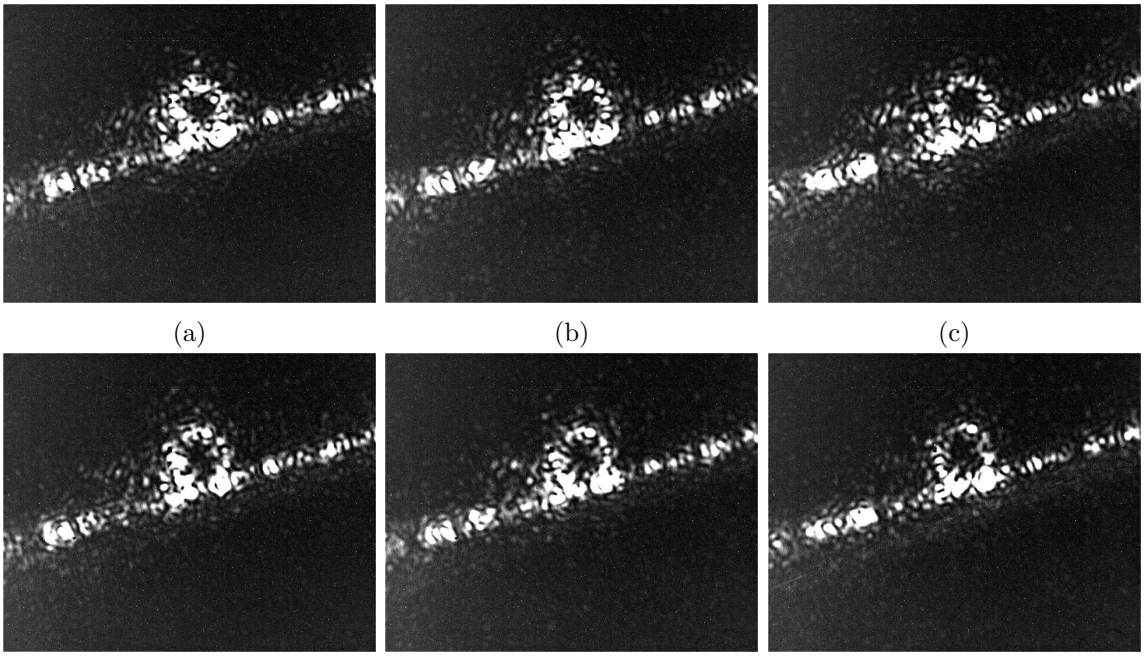


FIGURE 3.24 – Images infrarouges pour un disque de 20 µm de diamètre et de 4 µm de sous-gravure. Une source continue polarisée TE est couplée aux modes de galerie. Les longueurs d'onde de la source sont, de (a) à (c) : $\lambda = 1524$ nm, $\lambda = 1538$ nm, $\lambda = 1552$ nm et de (d) à f() : $\lambda = 1528$ nm, $\lambda = 1540$ nm et $\lambda = 1555$ nm.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

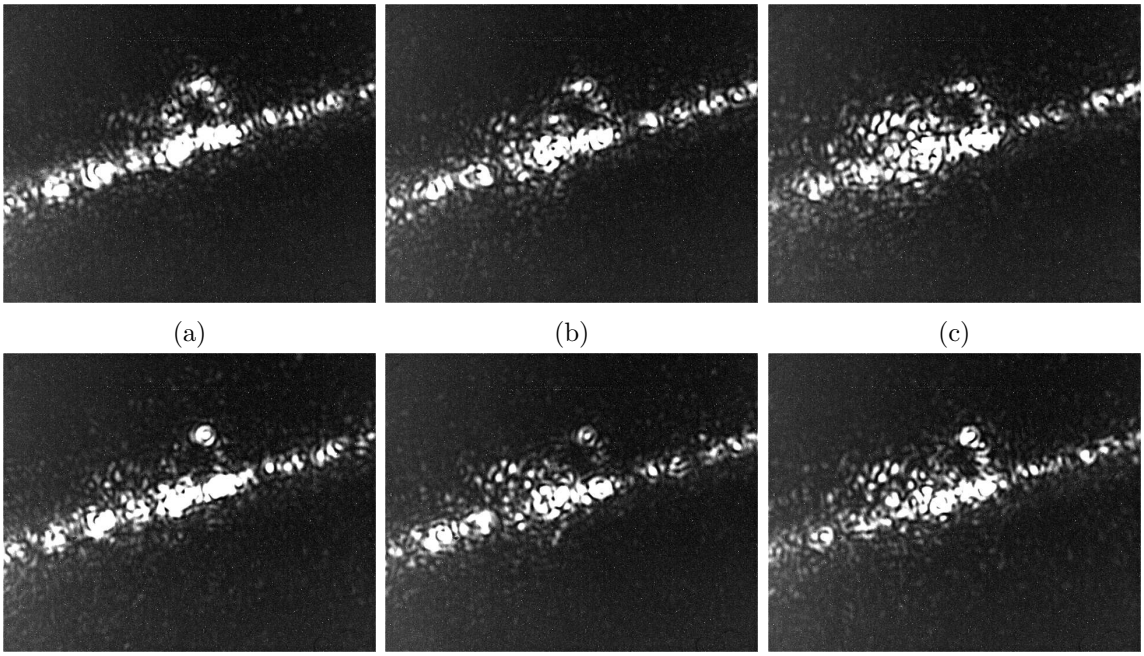


FIGURE 3.25 – Images infrarouges pour un disque de 20 µm de diamètre et de 4 µm de sous-gravure. Une source continue polarisée TM est couplée aux modes de galerie. Les longueurs d'onde de la source sont, de (a) à (c) : $\lambda = 1529$ nm, $\lambda = 1545$ nm, $\lambda = 1562$ nm et de (d) à (f) : $\lambda = 1534$ nm, $\lambda = 1551$ nm et $\lambda = 1567$ nm.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

3.4 Suppression des modes d'ordre supérieur par contrôle de la gravure du Silicium

Dans les parties précédentes, nous avons donc identifié un certain nombre de modes d'ordre supérieur. Nous avons aussi, dans le cas d'un disque de 10 µm, identifié le mode fondamental. L'objectif de l'expérience suivante a été de démontrer que l'approche de la section 2.3.2 permet effectivement de supprimer les modes d'ordre supérieur en préservant le mode fondamental. Les gravures étant plus faibles qu'attendues : 1.4 µm à la place de 2 µm, nos caractérisations sur les disques de 10 µm montrent que nous obtenons effectivement la suppression des modes d'ordre supérieur, mais le mode fondamental est légèrement dégradé. D'autre part, cette gravure plus faible qu'attendu ne nous a pas permis d'obtenir des résultats sur les disques de 20 µm de diamètre comme nous l'expliquons dans la suite du chapitre.

Les seules mesures concluantes ont été réalisées sur les disques de diamètres 10 µm avec une gravure de 1.4 µm. La courbe bleue de la figure 3.26a montre cet unique résultat (qui a été répété, mais uniquement sur un disque, avec une fibre particulière). Le mode fondamental est identifiable par les trois creux de transmission aux longueurs d'onde $\lambda_1 \approx 1531$ nm, $\lambda_2 \approx 1556$ nm et $\lambda_3 \approx 1582$, soit un FSR d'environ FSR $= 25.5$ mn à $\lambda = 1550$ nm. Le creux de transmission est extrêmement faible, puisqu'il n'est que de $Tr = 0.012$. A titre de comparaison, le creux de transmission le plus important obtenu sur un disque de 10 µm de diamètre est d'environ $Tr = 0.2$, visible sur la figure 3.18, soit plus de 15 fois plus importante qu'ici. Le facteur de qualité mesuré (ou chargé) du mode fondamental a été extrait et est de l'ordre de 4000. Considérant que nous sommes très certainement en sous couplage, le facteur de qualité intrinsèque doit être très proche du chargé. Nous pouvons donc estimer $Q_{int} \approx 4000$.

Étant donnée la très faible transmission du mode noyé dans des fluctuations de l'intensité, il était nécessaire pour nous de valider le fait que nous étions bien en présence du mode fondamental. Pour cela, nous avons à nouveau réalisé deux types de simulations visibles sur la figure 3.26a : à partir du mode solver (dont le profil de puissance est représenté sur la figure 3.26c), affichée en vert, et en utilisant le logiciel de FDTD Fullwave (Rsoft) dont le résultat est affiché en rouge. Pour une meilleure lisibilité, nous avons décalé les courbes du solveur de mode et de la simulation FDTD de 15 nm. Contrairement aux FSRs dont la valeur peut-être déterminée de manière assez précise, une erreur de position absolue de 15 nm est tout à fait dans la barre d'erreur de mesures et correspond à une incertitude de 1% sur l'indice de réfraction. La position relative des pics est donc fiable, mais ce n'est pas le cas de la position absolue. Néanmoins, les deux simulations nous confortent dans le fait que nous sommes bien en présence du mode fondamental. En effet, étant donné la faible gravure, nous sommes certains qu'aucun autre mode ne peut se propager. Si nous sommes en présence d'un mode de galerie, c'est nécessairement le mode fondamental. Or, les FSRs expérimentaux et simulés correspondent presque parfaitement, tandis que le facteur de qualité obtenu par FDTD (de l'ordre de $Q_{int} \approx 10000$) est du même ordre de grandeur que celui obtenu expérimentalement. Ces deux éléments tendent à confirmer la nature du mode fondamental TE.

Nous nous interrogions aussi sur la transmission hors résonance, qui est aux alentours de 0.4, de même que sur ses fluctuations de ce signal. Or, la simulation FDTD montre aussi

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

une intensité de signal de fond faible, de l'ordre de 0.6 et une transmission, certes plus importante que celle obtenue expérimentalement, mais, de l'ordre de $Tr \approx 0.1$, qui reste faible. Remarquons que nous observons toujours une transmission simulée plus importante que celle obtenue expérimentalement. Le facteur de qualité simulé par FDTD est de l'ordre de $Q_{int} \approx 10000$, ce qui est proche du facteur Q obtenu expérimentalement. Cette donnée est intéressante, car elle indique que les pertes dues aux rugosités et à l'absorption par les défauts du matériau ne sont pas dominantes. Les valeurs limitantes sont bien les pertes par couplage et les fuites dans le pilier. En effet, la faible intensité de fond du signal indique à elle seule la présence de très fortes pertes de couplage. Notons qu'un comportement analogue est visible dans l'article de X. Lu [249] lorsque la fibre est en contact avec le micro-disque.

En utilisant les formule de transmission du chapitre 1.2, nous pouvons extraire les paramètre des pertes parasites et du coefficient de couplage au mode fondamental. Les pertes dans le résonateur $a \approx 0.9534$ est fixé par le facteur de qualité intrinsèque expérimental, de l'ordre de 4000. Nous pouvons dès lors remonter aux valeurs des pertes parasites $c \approx 0.5350$ et du coefficient de couplage $\kappa \approx 0.1135$. Cette valeur très faible du couplage explique la faible transmission obtenue pour le mode fondamental de même que la difficulté que nous avons eue pour coupler à ce mode. Les pertes parasites sont aussi très importantes, ce qui explique le faible niveau de transmission hors résonance.

Nous tenons à insister sur l'extrême difficulté que nous avons eue à obtenir un couplage entre la fibre et le mode de galerie fondamental. La raison principale en est la différence de phase très importante entre le mode de la fibre et le mode de galerie fondamental. Les indices effectifs du mode fondamental et du mode de la fibre sont représentés respectivement en trait plein rouge et en tiret noir sur les figures 2.25b et 2.25a. En pratique, le couplage n'a été possible qu'avec deux fibres, les autres ne donnant aucun résultat. Les fibres étant effilées avec une flamme au butane, le contrôle du diamètre et de la transition est moins précis que dans d'autres systèmes d'effilage comme avec un laser CO_2. Il y avait donc de fortes variations dans les résultats obtenus en fonction de la fibre utilisée. Ceci reste vrai concernant toutes les caractérisations et non seulement dans le cas d'une faible gravure.

Pour conclure, cette étude expérimentale valide le concept de suppression des modes d'ordre supérieur proposé dans le chapitre 2.3.2. Sur des disques de forte gravure, nous avons identifier plusieurs modes de galerie d'ordre supérieurs grâce à une étude en polarisation. Les caractérisations pour des disques de gravure plus faible, 1.4 µm, soit légèrement inférieur à la valeur visée, on montré qu'il était possible de supprimer ces modes pour conserver uniquement le mode fondamental en contrôlant les fuites vers le pilier des modes d'ordre supérieur. Bien que nous impactons légèrement le facteur de qualité du mode fondamental en raison de la gravure légèrement moins profonde que prévue, nous conservons un facteurs de qualité supérieur à plusieurs milliers. Dans de futurs travaux, nous espérons pouvoir généraliser ce procédé à d'autres longueurs d'onde par un contrôle précis de la gravure. Les disques de 4 µm de gravure doivent par exemple permettre uniquement la propagation du mode fondamental dans le moyen infrarouge. Nous pensons aussi pouvoir transposer cette approche à d'autre plateforme dont le substrat possède un indice optique supérieur aux disques.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

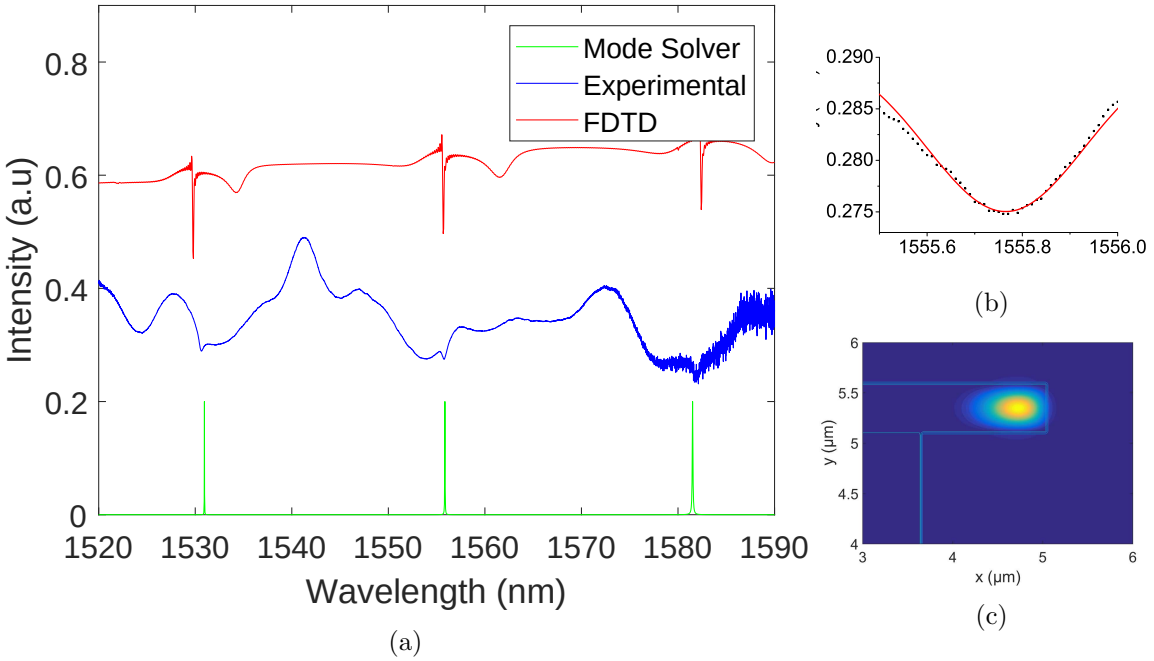


FIGURE 3.26 – (a) Spectre de transmission expérimental obtenu pour un disque de 10 µm de diamètre et de sous-gravure 1.4 µm (bleu). Spectre de transmission pour la même structure simulée par FDTD (en rouge) et par solveur de mode (en vert). La fibre est absente des simulations par solveur de mode. (b) Agrandissement de la résonance de la courbe expérimentale. (c) Profil de puissance du mode fondamental obtenu par solveur de mode.

3.5 Étude thermo-optique des micro-résonateurs : influence de la température et de l'intensité du signal

Le carbure de silicium est un matériau très largement utilisé et étudié en électronique haute puissance pour ses excellentes propriétés thermiques. D'un point de vue optique, cela signifie que le coefficient thermo-optique est faible. Une hausse de température entraîne donc une modification modérée de l'indice de réfraction. Dans le cadre de cette thèse, nous avons cherché à caractériser le coefficient thermo-optique des dispositifs en carbure de silicium à notre disposition, mais aussi à évaluer les différences d'impact d'une hausse de température sur les modes d'ordre supérieur. Les études en température sont généralement effectuées en considérant uniquement le mode fondamental, bien confiné, d'indice effectif proche de l'indice du matériau. Ici, nous avons souhaité déterminer l'évolution du coefficient thermo-optique d'un mode non spécifique. Dans la suite de ce manuscrit, nous appellerons cet indice le *coefficient thermo-optique effectif*, qui dépend des propriétés du mode choisi. Cette étude doit permettre d'avoir une meilleure connaissance de l'impact de la température sur les modes de galeries, en particulier ceux d'ordre supérieur, et de mieux mesurer le coefficient thermo-optique dans le cas d'un résonateur multi-mode.

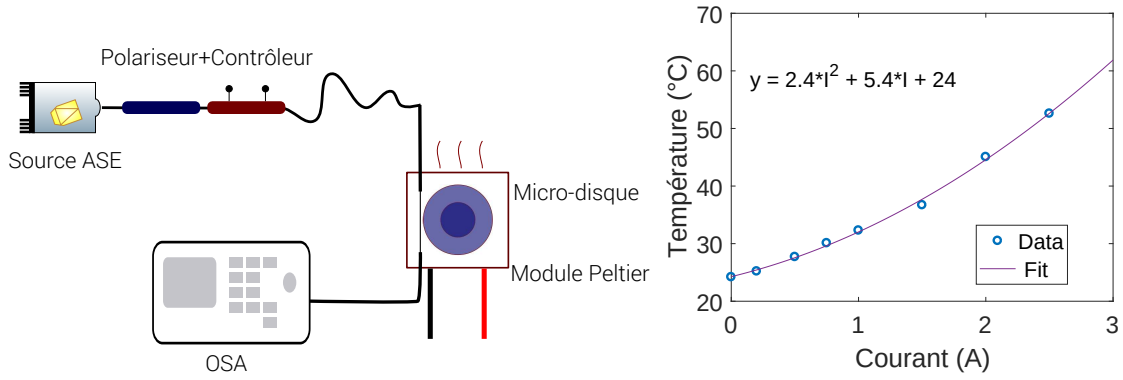
D'autre part, dans de futurs travaux, nous souhaitons utiliser cette plateforme, SiC, pour des applications d'optique non-linéaire comme le mélange à quatre ondes ou la génération de peignes de fréquence. Ces applications nécessitent souvent des puissances optiques im-

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

portantes, parfois en régime continue, qui peuvent entrainer une élévation de la température à l'intérieur du matériau. Déterminer précisément l'indice thermo-optique de nos dispositifs permettra de prévoir au mieux le comportement à haute puissance des micro-disques. Dans cet objectif, nous avons réalisé dans un deuxième temps des expériences à relativement haute puissance, jusqu'à 1 W, pour nous rapprocher de ce type de conditions expérimentales.

3.5.1 Étude thermique avec module Peltier

Dans la première partie cette étude thermique, nous avons régulé la température de l'ensemble de l'échantillon en le plaçant sur un module thermo-électrique de type Peltier. De cette manière, nous pouvons faire varier la température du disque uniformément, impactant ainsi toutes les résonances de manière égale. La température du module thermo-électrique n'étant pas étalonnée, nous avons d'abord réalisé une caractéristique courant/température de ce dernier. Nous disposions d'un module TEC / Peltier (00711-5L31-12CB) de Custom Thermoelectric alimenté par une source de courant. Nous avons mesuré la température expérimentale du Peltier en fonction du courant d'alimentation et obtenu la caractéristique représentée sur la figure 3.27b. La température varie suivant la formule : $T(I) = 24 + 5.4 \times I + 2.4 \times I^2$. Nous avons finalement vérifié que la température de l'échantillon était uniforme et égale à celle du module en la mesurant à l'aide d'un thermocouple en différents endroits du substrat.



(a) (b)

FIGURE 3.27 – (a) Schéma du montage pour l'étude en température des micro-disques. (b) Caractéristique courant/température du module Peltier.

Pour réaliser les mesures en transmission en fonction de la température, nous avons réalisé le montage classique composé d'une source large bande en lumière polarisée en entrée et de l'analyseur de spectre en sortie. La seule différence par rapport aux parties précédentes est ici la présence du module Peltier sur lequel repose l'échantillon. Un schéma du banc optique est représenté sur la figure 3.27a. Nous avons ainsi mesuré les spectres de transmission des micro-résonateurs pour une température du module croissante, allant de 25°C à 50°C. Notons que ces spectres ont été obtenus pour des disques de 20 µm. La raison étant purement pratique : dans le cas de caractérisation sur des micro-disques de 10 µm, lorsque l'échantillon chauffait, la fibre se décrochait du disque. Nous ne sommes donc pas parvenus à réaliser des mesures sur des disques de 10 µm par cette méthode. En outre, étant donné que les disques

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

de 20 µm auxquels nous pouvons coupler possèdent une sous-gravure de 4 µm, nous n'avons pas d'étude en température du mode fondamental seul, mais uniquement une étude multi-mode. Les caractérisations des disques de 20 µm avec 4 µm de sous-gravure de silicium pour des longueurs d'onde variant de 1520 nm à 1575 nm sont présentées sur la figure 3.28. Les couleurs des courbes, du rouge au noir, représentent des températures de 25°à 50°par pas d'environ 1.5°C.

Nous remarquons d'abord, comme attendu, un décalage en longueur d'onde vers le rouge des résonances. En effet, dans le SiC, le coefficient thermo-optique est positif. Une élévation de température augmente l'indice du matériau. La longueur d'onde des résonances croit donc avec la température. D'autre part, durant les expériences menées, nous n'avons pas souhaité faire de référence entre deux mesures. En décollant la fibre du disque, nous avions très peu de chances d'obtenir exactement la même position, et donc la même courbe de transmission, pour la mesure suivante. Les mesures n'auraient donc pas été reproductibles entre elles. Cela signifie que la référence n'est plus nécessairement la bonne avec l'augmentation de température. En effet, lorsque la température du substrat croit, un transfert de chaleur se fait vers la fibre. La température de celle-ci augmente donc aussi, ce qui modifie l'indice effectif du mode. Ce phénomène peut modifier la transmission dans la fibre et donc la référence. Ceci explique que la transmission normalisée soit supérieure à l'unité, notamment pour les courbes correspondant à des hautes températures. La figure 3.29a montre un agrandissement des spectres pour la résonance proche de $\lambda \approx 1534$ nm. On voit alors très nettement l'influence de la hausse de température sur la longueur d'onde de résonance, mais aussi un décrochage de la transmission, c'est-à-dire une forte dégradation du signal, pour les trop hautes températures : les trois courbes les plus foncées, qui correspondent à des températures supérieures à 48°C. Ceci est visible pour pratiquement toutes les courbes de transmission. Nous pensons que ce phénomène est causé par la fibre, en contact avec le micro-résonateur, qui chauffe en même temps que celui-ci. Elle peut alors se décrocher ou se déplacer légèrement, impactant la transmission. Une autre hypothèse est que l'augmentation de température peut-être très localisée au niveau du taper qui modifie fortement l'indice effectif du mode de la fibre et dégrade les conditions de couplage.

Nous avons d'abord cherché à calculer le coefficient thermo-optique du matériau en lui-même. Pour cela, nous avons extrait la longueur d'onde de résonance de chaque mode en fonction de la température. Sur les figures 3.30a à 3.30i, les points bleus montrent les valeurs expérimentales de longueurs d'onde de résonances obtenues. Les courbes rouges, sur les mêmes figures, indiquent la régression linéaire. Notons que sur de grandes plages de température, typiquement supérieures à la centaine de degrés, une régression quadratique est préférable pour obtenir une meilleure précision. Cependant, pour la plage de température de 25°C que nous étudions, une régression linéaire est suffisante pour obtenir la précision de 2 chiffres significatifs que nous souhaitons pour notre étude. La valeur de la résonance est alors donnée par $\lambda_{res}(T) = \lambda_{res}(0°C) + \frac{\partial \lambda}{\partial T} \times T$ et est indiqué sur chaque figure. Pour le calcul de deux des régressions linéaires, pour les courbes 3.30b et 3.30h, correspondant respectivement aux résonances à $\lambda \approx 1529$ nm et $\lambda \approx 1562$ nm, nous n'avons pas pris en compte les valeurs pour les températures supérieures à 45°C. Pour ces deux courbes, qui correspondent au même mode radial, le mode TM_{50}, le signal est très dégradé à haute température et présente une anomalie pour une température proche de 48°. Lorsque la température approche de 45°,

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

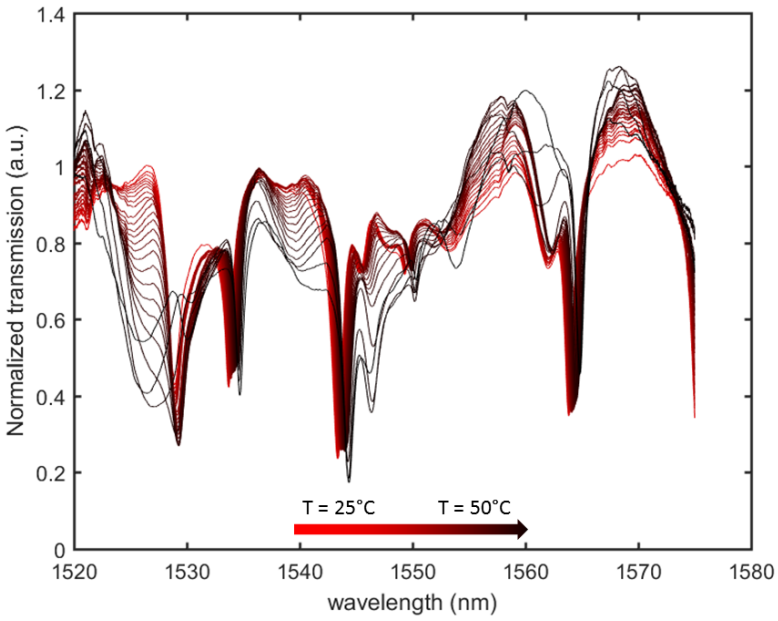
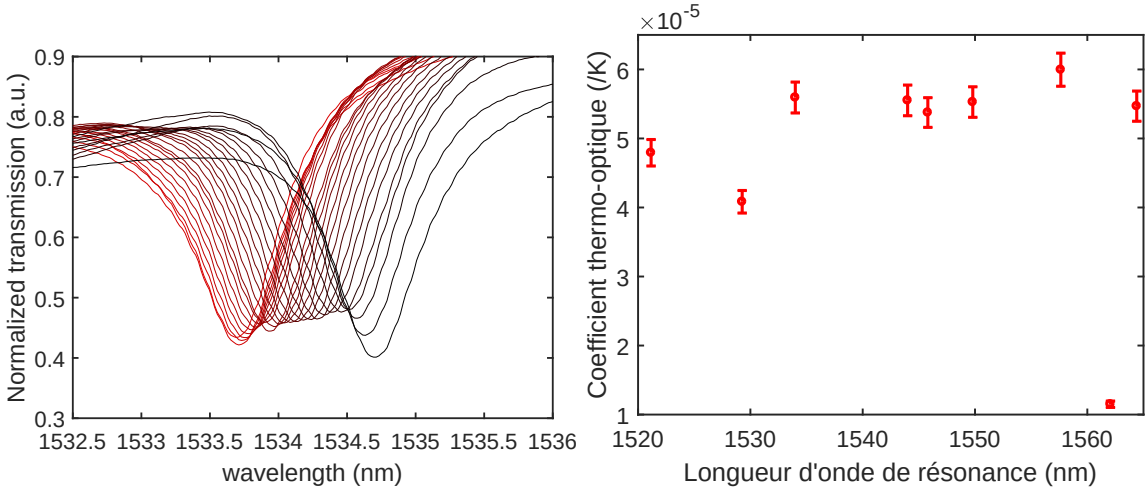


FIGURE 3.28 – Évolution du spectre de transmission pour un disque de 20 µm avec une sous-gravure de 4 µm. La courbe rouge correspond à la température ambiante : 25°C tandis que la noire correspond à une température de 50°C. Entre deux courbes, la température s'échelonne entre 1°C et 2°C.

alors que l'on s'attend à une augmentation de la longueur d'onde de résonance, on observe une chute très marquée de cette dernière qui passe respectivement de 1529.3 nm à 1528.5 nm et de 1562.5 nm à 1561.5 nm. Cette diminution est toujours présente lorsque la température continue à croître jusqu'à 49°C, et ce, pour les deux résonances, ce qui indique que ce n'est pas une erreur de mesure. Lorsque la température atteint 50°C, la longueur d'onde de résonance ré-augmente brusquement pour reprendre une valeur proche de celle attendue. Ce phénomène n'est pas observé sur les autres résonances et nous n'avons pas d'interprétation précise pouvant expliquer ce phénomène. Une possibilité envisagée est l'apparition d'un couplage avec une résonance double qui favoriserait, à cette température particulière, la résonance à plus basse longueur d'onde.

Nous repartons maintenant de l'équation (1.135) $\frac{1}{n_{eff}}\frac{\partial n_{eff}}{\partial T} + \frac{1}{R}\frac{\partial R}{\partial T} = \frac{1}{\lambda}\frac{\partial \lambda}{\partial T}$. Grâce aux mesures précédentes, nous pouvons déduire le coefficient thermo-optique effectif d'une résonance donnée. Parmi les modes caractérisés, certains s'illustrent par un creux de transmission plus important et une largeur à mi-hauteur plus faible. Ce sont les résonances aux longueurs d'ondes $\lambda = 1533$ nm, $\lambda = 1544$ nm, $\lambda = 1449.5$ nm et $\lambda = 1564.5$ nm. Ces dernières possèdent toutes une valeur $\frac{\partial \lambda}{\partial T} \approx 0.038$ nm.K^{-1}. C'est celle que nous retenons pour illustrer le calcul du coefficient thermo-optique du carbure de silicium. Toutes les valeurs par longueur d'onde de résonance sont résumées dans la figure 3.29b. En utilisant les mêmes méthodes que dans la partie précédente, nous pouvons identifier un certain nombre des modes présents. Les résonances aux longueurs d'onde $\lambda \approx 1534$ nm, $\lambda \approx 1549.5$ nm et $\lambda \approx 1564.5$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) (b)

FIGURE 3.29 – (a) Agrandissement de l'évolution de la résonance à 1534 nm du spectre de transmission pour un disque de 20 µm avec une sous-gravure de 4 µm. La courbe rouge correspond à la température ambiante : 25°C tandis que la noire correspond à une température de 50°C. Entre deux courbes la température s'échelonnent entre 1°C et 2°C. (b) Valeur des coefficients thermo-optiques des différentes résonances calculées à partir des équations (1.135) et (3.5)

nm correspondent au même mode. Le FSR est de $FSR \approx 15.5nm$ environ pour un facteur de qualité de l'ordre de $Q_{loaded} \approx 2500$. Par comparaison avec l'étude théorique, nous identifions ce mode comme étant TM_{30} d'indice effectif $n_{eff} = 1.63$. En conséquence, nous devrions théoriquement remonter au coefficient thermo-optique du matériau. Sachant que l'expansion thermique du carbure de silicium vaut : $\frac{1}{R}\frac{\partial R}{\partial T} = 3.26 \times 10^{-6}$ /K à température ambiante [70], nous obtenons :

$$\frac{1}{n_{eff}}\frac{\partial n_{eff}}{\partial T} = 2.13 \times 10^{-5} K^{-1} \Rightarrow \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} = 3.46 \times 10^{-5} K^{-1} \tag{3.4}$$

Pourtant, la littérature [70, 280] indique généralement que la variation de l'indice effectif avec la température est principalement donné par celle de l'indice du matériau, ce qui produit en première approximation :

$$\frac{1}{n_{eff}}\frac{\partial n_{eff}}{\partial T} = \frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial T} \tag{3.5}$$

Cette méthode néglige donc l'indice effectif du mode pour ne considérer que l'indice du matériau. À partir de cette approximation, nous en déduisons une valeur du coefficient thermo-optique du mode TM_{30} :

$$\frac{\partial n}{\partial T} = 5.78 \times 10^{-5} K^{-1} \tag{3.6}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Composition cristalline	Coefficient thermo-optique (K^{-1})	référence
Silicium	1.8×10^{-4}	[316]
Silice	8.5×10^{-6}	[316]
3C-SiC	2.92×10^{-5}	[70]
6H-SiC	3.87×10^{-5}	[280]
6H-SiC	2.77×10^{-5}	[230]
6H-SiC	5×10^{-5}†	[232]
6H-SiC	$5 - 7 \times 10^{-5}$	[317]
a-SiC :H	9.2×10^{-5}	[318]
3C-SiC	$\mathbf{5.30 \pm 0.21 \times 10^{-5}}$	**Ces travaux**

TABLE 3.1 – Comparaison des coefficients thermo-optiques de différents matériaux dans la littérature à 300 K. † a été mesuré à 600 K.

Les résultats pour les différentes résonances sont représentés sur la figure 3.29b. Les barres verticales indiquent les incertitudes. Nous pouvons considérer une incertitude sur les mesures d'environ 0.04 nm pour la longueur d'onde de résonance, ce qui correspond à deux fois l'échantillonnage. Cependant, l'incertitude principale vient de la température qui possède des variations jusqu'à 1°C environ. Celle sur la longueur d'onde devient donc négligeable et nous obtenons une incertitude relative totale de 4%. Nous pouvons voir qu'avec cette méthode, la valeur du coefficient thermo-optique varie entre $4.08 \pm 0.19 \times 10^{-5}$ K^{-1} pour $\lambda_{res} = 1529.3$ nm à $6.00 \pm 0.23 \times 10^{-5}$ K^{-1} pour $\lambda_{res} = 1557.6$ nm. Une valeur de l'indice de 1.15×10^{-5} K^{-1} est bien reportée pour une longueur d'onde de $\lambda_{res} = 1561.2$ nm, mais cette résonance est large et présente un double pic qui rend les mesures complexes. Nous pensons donc qu'il s'agit d'une imprécision dans la mesure. La moyenne des valeurs obtenues est d'environ de $5.30 \pm 0.21 \times 10^{-5}$ K^{-1}. Cette valeur est légèrement au-dessus, c'est-à-dire moins bonne, que les meilleurs résultats obtenus par d'autres groupes dans la littérature et pour lesquels les valeurs sont plus proches de 3.00×10^{-5} K^{-1} [70,230,232,280,316–318]. Notre coefficient reste cependant du même ordre de grandeur. Un résumé de notre positionnement par rapport à la littérature est présenté dans le tableau 3.1. Il est surtout intéressant de noter que notre coefficient thermo-optique reste plus de trois fois inférieur à celui du silicium. Une marge de progression sur la fabrication semble tout à fait possible étant données les meilleures valeurs obtenues. Ces résultats ont été présentés durant la conférence CLEO Europe 2017 [281].

Par la suite, nous avons cherché à déterminer les éléments permettant d'expliquer les différences de valeur de notre coefficient thermo-optique tel que calculé ici et celles obtenues par les autres groupes, mais aussi d'affiner la méthode de calcul et de comprendre les paramètres pouvant influencer ce coefficient. Plusieurs facteurs peuvent entrer en ligne de compte que nous listons par la suite et dont nous cherchons à donner un poids relatif. Ces facteurs sont présentés du moins impactant au plus impactant.

Influence des défauts et du confinement du mode dans le matériau

Pour évaluer notre valeur du coefficient thermo-optique et les méthodes de calcul que nous avons développées, nous nous comparons à l'article de X. Lu & al. C'est en effet le seul article qui traite du carbure de silicium 3C mais aussi celui qui obtient le coefficient le

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

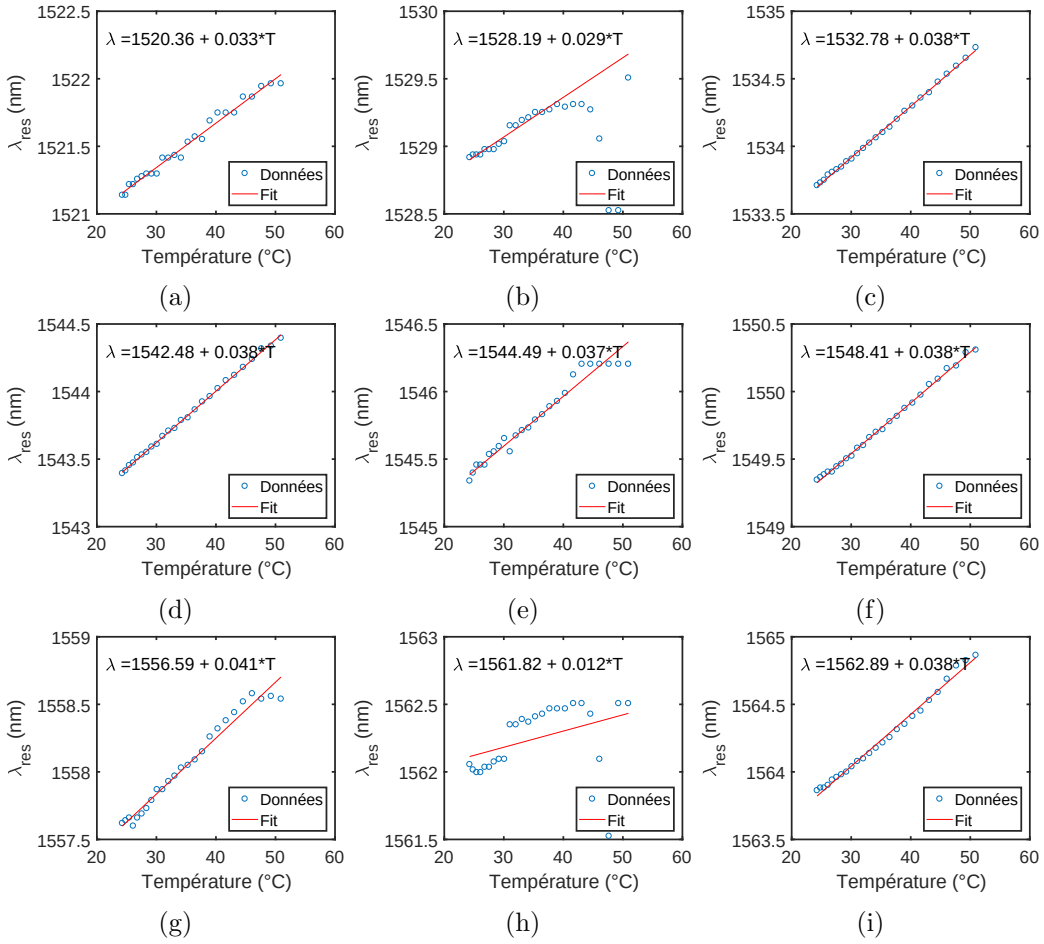


FIGURE 3.30 – (a) Évolution des longueurs d'onde des résonances pour un disque de 20 µm avec une sous-gravure de 4 µm en fonction de la température. Les ronds bleus représentent les valeurs mesurées et les courbes rouges correspondent aux linéarisations.

plus faible. D'après cet article l'explication principale qui explique la faible valeur de leur coefficient thermo-optique est la bonne qualité de la structure cristalline du matériau. Nous avons donc supposé dans un premier temps que notre SiC pouvait posséder un très haut taux de défauts. En effet, les propriétés thermiques sont d'autant meilleures que le matériau présente peu de défauts et possède une bonne qualité cristalline [319–322]. Sans avoir trouvé d'études précises dans le cas du SiC sur l'influence de la structure cristalline (3C, 4H, 6H ou autre) et de sa pureté sur les propriétés thermo-optiques, nous savons que celle-ci impacte le trajet moyen libre des phonons. Il est donc légitime de penser que la structure influe aussi nécessairement sur les propriétés thermiques telles que la conductivité et le coefficient thermo-optique. L'expansion thermique du matériau est d'ailleurs aussi impactée par la structure cristalline du matériau [323]. Les défauts ont, eux, tendance à dégrader la conductivité thermique. Localement, la température est donc moins dissipée, ce qui a pour effet d'augmenter l'impact d'une hausse de température sur l'indice de réfraction. Compte tenu de la valeur non optimale de nos facteurs de qualité, nous supposons que la qualité de fabrication, sans être exceptionnelle, reste standard. Or dans l'article de X. Lu, les facteurs

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

de qualité n'excèdent pas $Q_{mesur} = 6200$, ce qui est du même ordre de grandeur que ceux que nous mesurons. Il est donc raisonnable de penser que notre SiC présente un nombre de défauts similaire. Cette première explication ne semble donc pas suffisante pour expliquer la différence d'indice d'un facteur presque 2 entre nos résultats et ceux de X. Lu.

La deuxième interprétation qui nous est venue à l'esprit est le confinement optique à l'intérieur du SiC, plus important avec notre design. Un partie du champ électro-magnétique n'est pas localisé à l'intérieur du disque, mais dans l'air. Or, dans l'article de X. Lu, le résonateur considéré possède une épaisseur de seulement 200 nm d'épaisseur. En comparaison notre micro-disque a une épaisseur de 500 nm. Cette différence a deux effets. Le premier est que le mode est plus fortement confiné dans notre cas : 93.2% contre 92% dans l'article de référence. La différence de confinement a nécessairement un impact car la lumière se propageant dans l'air ne voit pas, ou beaucoup moins, d'élévation de température et a fortiori de modification de l'indice de réfraction. Cependant, une différence de confinement de 1.2% ne peut expliquer seule le facteur 2 obtenu entre notre résultat et ceux de Roschester. L'autre contribution possible de l'épaisseur est l'importance des effets de bords. En effet, si le SiC peut-être considéré homogène d'un point de vue thermique, qu'en est-il des surfaces ? La conduction à ce niveau est différente, et rien n'assure que la température du bord soit égale à celle du matériau. C'est même très peu probable. Or, dans un disque de 200 nm, les effets de bord sont nécessairement beaucoup plus importants que dans le cas d'un disque de 500 nm. Cet aspect peut expliquer une partie de la différence de valeur. Toutes les valeurs inférieures à 4×10^{-5} K^{-1} ont d'ailleurs été obtenues sur des échantillons extrêmement fins : 200 nm pour la référence [70], 310 nm pour la référence [280] et 250 nm pour celle en [230]. Nous pensons que cet effet de bord a donc une influence et que le coefficient thermo-optique mesuré ne correspond pas à celui du matériau massif. Cependant, l'effet de bord est difficile à quantifier et mériterait une étude indépendante.

Influence du pilier de silicium

Un autre aspect nous est alors apparu comme important et concerne notre design spécifique permettant la propagation de modes d'ordre supérieur et la suppression de ceux-ci par le contrôle des pertes par fuites induites dans le pilier de silicium. En effet, comme nous l'avons indiqué précédemment en évoquant les effets de bords, lorsque nous caractérisons la réponse en température du composant, nous ne mesurons pas uniquement l'impact de celle-ci sur le matériau massif de SiC, mais bien sur l'ensemble du dispositif testé. Ceci inclue la fibre effilée en contact avec le carbure de silicium, les effets de bords et potentiellement le pilier de silicium. Notre structure permet effectivement de supprimer les modes d'ordre supérieur grâce à un large pilier. Il est donc possible que les modes d'ordre supérieur interagissent, même légèrement avec le silicium. Or, ce dernier possède un coefficient thermo-optique de 1.8×10^{-4} K^{-1}, soit presque 5 fois supérieur au coefficient du SiC que nous mesurons. D'un autre côté, la silice possède, elle, un indice thermo-optique d'environ 8.5×10^{-6} K^{-1}, ce qui est ici presque 5 fois inférieur à celui du SiC. Il est donc possible que nous mesurions la superposition des indices effectifs de la silice, du silicium et de SiC. Nous avons négligé l'impact de la silice car, celle-ci reste relativement inerte vis-à-vis d'une élévation de température en comparaison du SiC. Nous avons donc cherché à déterminer si le pilier de silicium pouvait avoir un impact sur le coefficient thermo-optique mesuré, notamment pour les modes d'ordre

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

supérieur.

Ce phénomène est illustré sur les figures 3.31a à 3.31d. Nous avons simulé la répartition des champs électrique et magnétique respectivement pour les modes TE_{40} et TM_{40}, qui sont les modes de galerie se propageant dans nos micro-disque de 20 µm dont la distribution spatiale du champ se superpose le plus avec le pilier. Ces simulations sont réalisées en considérant une température de SiC portée à 50°C par l'incorporation du coefficient thermo-optique dans l'équation de Sellmeier. Dans les images de gauche 3.31a et 3.31c, nous n'avons pas pris en compte l'augmentation de température du silicium. Nous l'avons en revanche inclue pour les images 3.31b et 3.31d. Nous faisons remarquer que l'échelle a été modifiée afin de bien visualiser les champs, même de faible intensité, dans le silicium en prenant des bornes $[-0.4\times E_{max}; 0.4\times E_{max}]$, E_{max} étant la valeur maximale du champ obtenue. Nous observons alors nettement une différence de profil, bien que faible, entre les deux configurations : avec ou sans la prise en compte du coefficient thermo-optique du silicium. Ceci montre que l'impact du pilier de silicium n'est pas négligeable sur la répartition du champ pour les modes fortement étalés. Le pilier peut donc avoir une influence sur le coefficient thermo-optique du système. Le coefficient thermo-optique du silicium étant supérieur à celui du SiC, si le champ est même légèrement déconfiné dans le pilier, le coefficient mesuré sera supérieur au cas d'un disque parfaitement suspendu. Nous avons donc supposé que le pilier de silicium pouvait impacter le coefficient thermo-optique mesuré et expliquer en partie notre écart par rapport à la littérature.

Afin de valider ou non cette hypothèse, nous avons effectué trois séries de simulations. D'abord, nous avons simulé le micro-disque sur pilier de silicium à une température de 25°C. Dans un second temps, nous avons simulé à une température de 50°C, mais sans inclure le coefficient thermo-optique du silicium. Enfin, nous avons inclus le coefficient thermo-optique du silicium à 50°C. Si le pilier influe l'évolution de l'indice du mode avec la température, nous devons obtenir un coefficient thermo-optique du système global supérieur lorsque le coefficient du silicium est inclus. Dans nos simulations, nous avons utilisé le coefficient thermo-optique de la référence [324] pour le SiC et les données du CEA leti pour le silicium. À partir des simulations, nous pouvons obtenir le coefficient thermo-optique effectif de chaque mode entre 25°C et 50°C : $\frac{\partial n_{eff}}{\partial T} = \frac{n_{eff}(50^{\circ}C) - n_{eff}(25^{\circ}C)}{25}$. En utilisant l'équation (3.5) $\frac{\partial n}{\partial T} = \frac{n}{n_{eff}}\frac{\partial n_{eff}}{\partial T}$, et sachant que nous utilisons les valeurs de la référence [324], nous nous attendons à retomber sur le coefficient thermo-optique du matériau de cette référence, à savoir 2.92 K^{-1}.

L'évolution du coefficient thermo-optique effectif, c'est-à-dire le coefficient correspondant à un mode de galerie spécifique (par analogie avec l'indice optique effectif) est synthétisée sur la figure 3.32. Nous avons simulé ce coefficient pour les modes TE et TM et les ordres radiaux allant du fondamental jusqu'à l'ordre 4. Les courbes bleue et rouge indiquent les modes TE et TM lorsque nous ne prenons pas en compte le coefficient thermo-optique du silicium tandis que les courbes jaune et violette montrent les résultats des mêmes modes en incluant le coefficient du silicium. En insère, nous avons montré les agrandissements des résultats pour les modes TM_{40} et TE_{40} respectivement dans l'insère de gauche et celui de droite. La figure 3.33 montre les valeurs du coefficient thermo-optique du matériau extrait à partir des résultats de la figure précédente et en utilisant l'équation (3.5). Deux informations majeures peuvent être extraites de ces figures. La première décrite ci-après traite

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

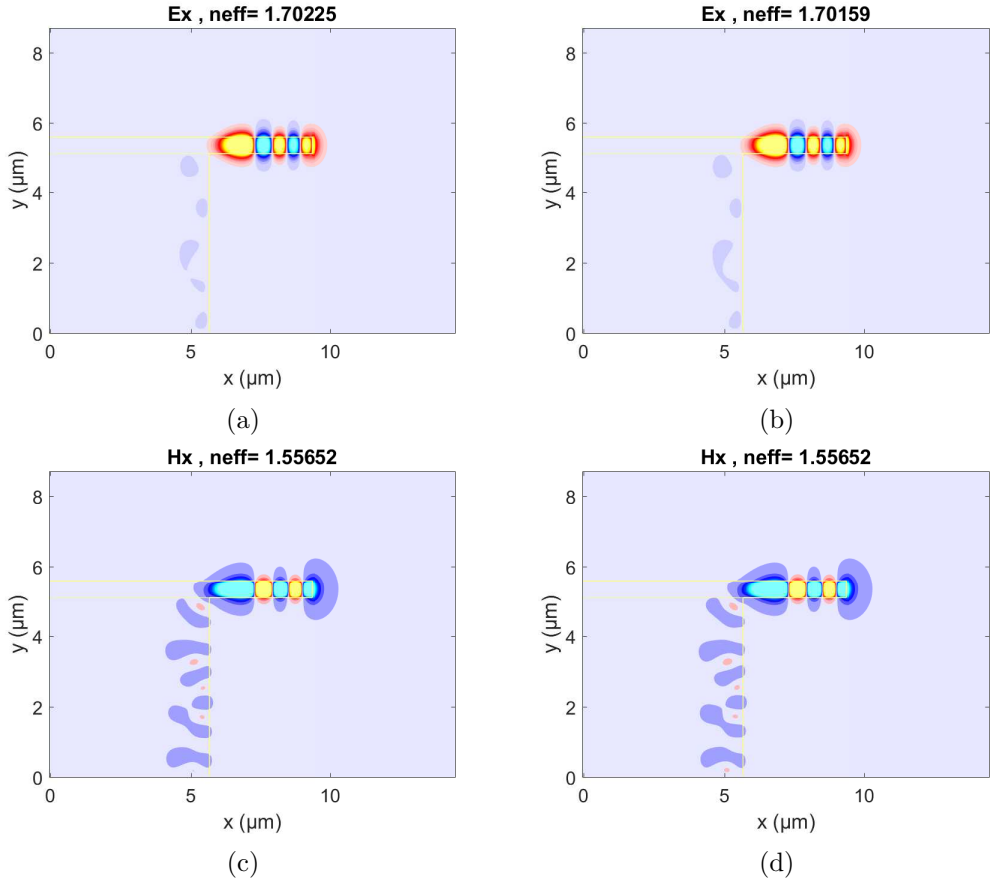


FIGURE 3.31 – Comparaison du profil du champ électrique du mode TE_{40} (a) et (b) et TM_{40} dans le cas où l'influence de la température sur l'indice de réfraction du silicium est négligée (a) et (c) et dans le cas où elle est prise en compte (b) et (d). Les échelles ont été modifiées pour permettre de visualiser la partie du champ dans le silicium. Le profil est très légèrement modifié.

de l'influence du pilier. Le deuxième enseignement est l'impact important du mode sur le coefficient thermo-optique effectif que nous traitons dans la section qui suit.

D'abord, nous pouvons noter que notre hypothèse précédente est bien validée : il existe effectivement un impact du pilier de silicium sur le coefficient thermo-optique du système global et ce, principalement pour les modes les plus étalés. Cette différence est représentée par l'écart entre les courbes bleue et jaune d'un côté, et violette et rouge de l'autre. Pour les modes fondamentaux, cette contribution est presque négligeable, de l'ordre de 10^{-14} K^{-1}, soit une variation de 3×10^{-8} % c'est-à-dire dans la barre d'erreur du solveur de mode, précis jusqu'à la septième décimale. En revanche, la contribution de l'ajout du pilier est de l'ordre 8×10^{-7} K^{-1} dans le cas du mode TM_{40} et 4×10^{-7} K^{-1} pour le mode TE_{40}, soit respectivement 3 % et 1.5 %. Or, l'impact du pilier ici est probablement fortement minimisé dans les simulations par mode solveur car les modes sont bien confinés en raison, entre autre, d'une parfaite symétrie de révolution du disque. En revanche, les image FDTD montrent, par exemples sur la figure 3.9b, une interaction plus forte entre le mode et le pilier que dans le cas du solveur de mode. Cet impact est très certainement encore plus important

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

expérimentalement en raison du pilier de silicium qui n'est pas parfaitement circulaire, de la fibre en contact avec le pilier qui modifie la répartition des modes et des défauts qui tendent à rompre la symétrie de révolution du système. L'impact du coefficient thermo-optique du silicium sur nos mesures est donc probablement plus important que ce que nous obtenons ici. Nous remarquons enfin, comme attendu, que les modes TE_{40} et TM_{40}, qui sont ceux auxquels nous couplons le mieux, sont ceux pour lesquels l'impact du pilier est le plus important. Nous validons ici l'hypothèse selon laquelle la différence de coefficient thermo-optique entre le pilier et le résonateur a une influence sur les coefficients thermo-optiques mesurés. Ceci étant, même en validant cette hypothèse, la magnitude du phénomène ne suffit pas à expliquer la différence entre nos résultats et ceux de X. Lu.

Coefficient thermo-optique effectif et influence du mode de galerie

L'enseignement principal des résultats des figures 3.32 et 3.33 concerne l'influence de l'indice effectif et de la répartition du mode sur le coefficient thermo-optique effectif mesuré (ou simulé dans ce cas). En effet, dans la littérature, le coefficient thermo-optique est calculé, au mieux à partir de l'équation (3.5) et souvent uniquement selon l'approximation : $\frac{\mathrm{d}\lambda}{\mathrm{d}T} = \frac{\lambda}{n}\frac{\mathrm{d}n}{dT}$ [280]. Contrairement à ce qui est attendu, même en utilisant la formule (3.5), nous ne retombons pas sur le coefficient thermo-optique du matériau. Pour clarifier notre démarche, nous partons d'une valeur de coefficient thermo-optique donnée : 2.92×10^{-5} K^{-1}. Nous utilisons cette valeur dans l'équation de Sellmeier des matériaux, SiC et Si, puis nous calculons la variation de l'indice effectif avec la température. Nous obtenons une valeur de l'indice thermo-optique dit effectif. À partir de ce dernier et de l'équation (3.5), nous pouvons remonter à l'indice thermo-optique du matériau qui doit être le même que celui utilisé pour nos calculs : 2.92×10^{-5} K^{-1}. Cette approche nous permet donc de modéliser, par mode-solveur, le comportement thermique du résonateur à partir de l'indice effectif des différents modes de galerie.

Les résultats de ce calcul pour chaque mode sont représentés sur la figure 3.33. Ils montrent une différence importante entre l'indice implémenté dans l'équation Sellmeier et celui obtenu par simulation. Typiquement, pour le mode fondamental TE, nous obtenons une valeur de 3.49×10^{-5} K^{-1} au lieu de 2.92×10^{-5} K^{-1}, soit une erreur de presque 20 %. Pour le mode fondamental TM, nous obtenons un coefficient de 4.01×10^{-5} K^{-1}, soit une erreur de 37 %. La différence est encore accrue pour les modes d'ordre supérieur où nous extrayons des valeurs de respectivement 4.18×10^{-5} K^{-1} et 4.91×10^{-5} K^{-1} pour les polarisations TE et TM soit des erreurs de 43 % et 68 %. Nous remarquons aussi que l'écart est plus grand sur la figure 3.33, c'est-à-dire en utilisant un calcul plus rigoureux, que dans la figure 3.32 qui donne normalement une erreur d'un facteur n/n_{eff}. Nous pouvons donc conclure de cette étude que la méthode de calcul habituellement utilisée n'est pas adaptée et donne une valeur de l'indice au mieux approchée. Surtout, le coefficient thermo-optique du matériau ainsi calculé augmente avec l'ordre radial ce qui n'a, a priori, pas de raison physique. Cela implique qu'en fonction de la résonance étudiée, et donc de la polarisation voire même de la méthode et du matériau utilisé pour le couplage (fibre ou guide de silice, de SiC, de chalcogénure ou autre) nous pouvons obtenir des résultats différents sur le coefficient thermo-optique. Ceci explique, selon nous, la majeure partie de la différence entre le coefficient que nous calculons et les résultats obtenus par d'autres groupes. Notre valeur est fortement majorée et la méthode de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

calcul inadaptée aux modes d'ordre supérieur. D'autre part, nous constatons une très grosse différence entre les résultats obtenus à partir des modes TE ou TM, probablement dû ici au confinement et à la répartition spatiale du mode qui est différente. Cette différence, de 15 % à presque 30 % selon l'ordre radial pose un gros problème pour l'étude de ces modes. Elle impose de bien connaître les résonances étudiées dans un résonateur et pose surtout des questions sur la méthodologie adoptée. Nous insistons sur le fait que cette différence n'est pas due à la méthode de calcul, mais bien au comportement différent des modes. D'autre part, nous obtenons un écart similaire entre les deux polarisations pour le coefficient thermo-optique effectif sur la figure 3.33. Pour obtenir des résultats rigoureux indépendants du mode de galerie et de la polarisation, il est nécessaire de trouver une autre approche.

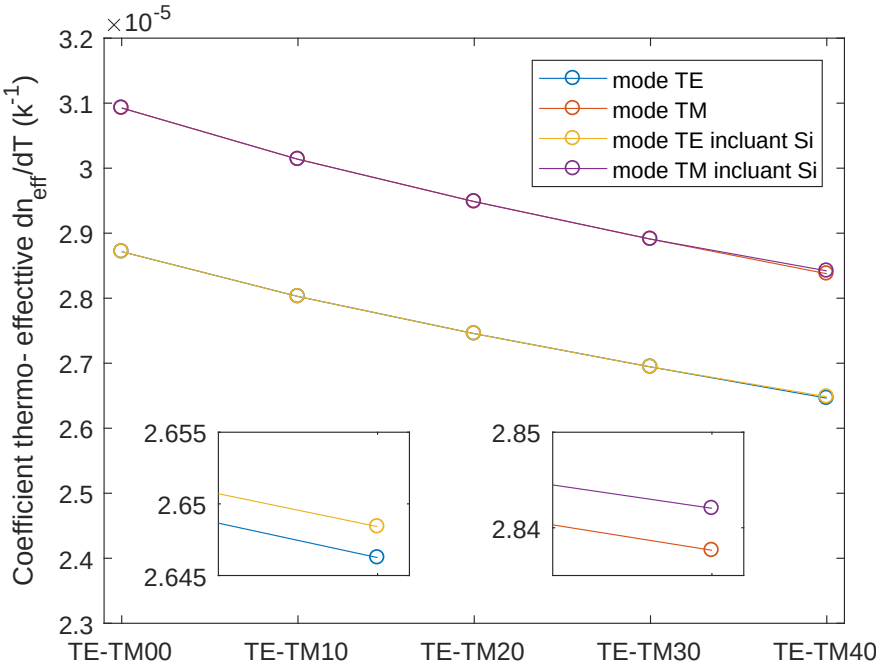


FIGURE 3.32 – Influence de l'ordre du mode et du pilier de silicium sur le coefficient thermo-optique effectif $\frac{\partial n_{eff}}{\partial T}$ simulé par mode solveur. En bleu et rouge sont représentés les modes respectivement TE et TM sans inclure l'influence du silicium. Les mêmes modes sont respectivement représentés en jaune et violet, mais en incluant le coefficient thermo-optique du silicium. Un zoom sur les modes TE/TM40 sont affichés en insère respectivement à droite et à gauche.

Nous n'avons malheureusement pas trouvé de formule simple permettant de remonter au coefficient thermo-optique du matériau qu'elle que soit la polarisation et le mode. Il me semble que la méthode la plus précise pour obtenir ces coefficients consiste en une première estimation qui sera simplement le coefficient thermo-optique effectif. Il s'agit ensuite d'affiner ce résultat en identifiant le mode et en cherchant, par simulation itérative avec le solver de mode, la valeur du coefficient thermo-optique du matériau donnant le bon résultat de l'indice effectif : $\frac{\partial n_{eff}}{\partial T}$. En utilisant cette approche, nous avons simulé le coefficient thermo-optique effectif $\frac{\partial n_{eff}}{\partial T}$ du mode TM_{30} en fonction du coefficient thermo-optique du matériau implémenté dans l'équation de Sellmeier du SiC et nous obtenons la courbe de la figure 3.34. Nous pouvons ainsi effectuer une interpolation pour remonter un coefficient thermo-optique

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

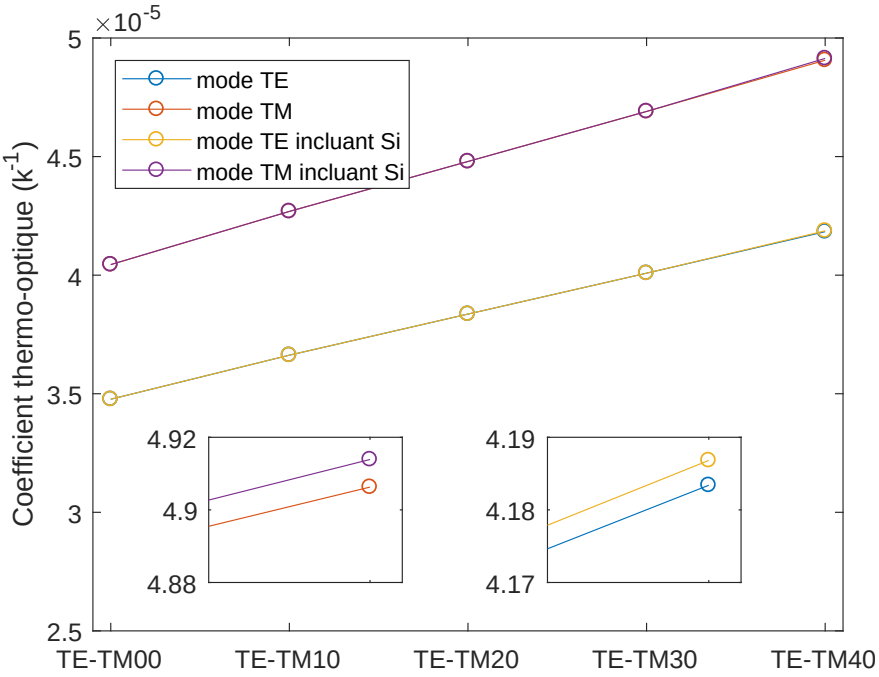


FIGURE 3.33 – Influence de l'ordre du mode et du pilier de silicium sur le coefficient thermo-optique simulé du système complet. En bleu et rouge sont représentés les modes respectivement TE et TM sans inclure l'influence du silicium. Les mêmes modes sont respectivement représentés en jaune et violet, mais en incluant le coefficient thermo-optique du silicium. Un zoom sur les modes TE/TM40 sont affichés en insère respectivement à droite et à gauche.

du matériau qui donne le coefficient thermo-optique effectif mesuré. Dans notre cas, nous avons mesuré pour le mode TM_{30}, un de $\frac{\partial n_{eff}}{\partial T} \approx 3.49$ K^{-1} pour lequel le coefficient du matériau doit être de $\frac{\partial n}{\partial T} 3.48 \times 10^{-5}$ K^{-1}. Le tableau de comparaison des coefficients a été mis-à-jour avec cette dernière valeur obtenue en 3.2. Celle-ci reste certes plus haute que dans certains articles de la littérature, mais est néanmoins beaucoup plus proche de la valeur que nous attendions. Au-delà du résultat en lui-même, cette étude montre qu'il est important de connaître le mode étudié et la polarisation afin d'extraire le coefficient thermo-optique du matériau. La première valeur proposée de 5.72 K^{-1} à partir de l'équation (3.5) possédait un écart relatif de 65 % par rapport à la valeur nouvellement calculée ici : 3.48×10^{-5} K^{-1}. Nous avons proposé une nouvelle méthode d'analyse qui permet d'obtenir le coefficient thermo-optique de manière beaucoup plus précise et surtout sans biais causé par l'ordre ou la polarisation du mode de galerie étudié.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Composition cristalline	Coefficient thermo-optique (K^{-1})	référence
3C-SiC	2.92×10^{-5}	[70]
6H-SiC	3.87×10^{-5}	[280]
6H-SiC	2.77×10^{-5}	[230]
6H-SiC	5×10^{-5}†	[232]
6H-SiC	$5 - 7 \times 10^{-5}$	[317]
a-SiC :H	9.2×10^{-5}	[318]
3C-SiC	$\mathbf{5.30 \pm 0.21 \times 10^{-5}}$	**Méthode 1**
3C-SiC	$\mathbf{3.48 \pm 0.21 \times 10^{-5}}$	**Méthode 2**

TABLE 3.2 – Comparaison des coefficient thermo-optiques de différences matériaux dans la littérature à 300 K. † a été mesuré à 600 K.

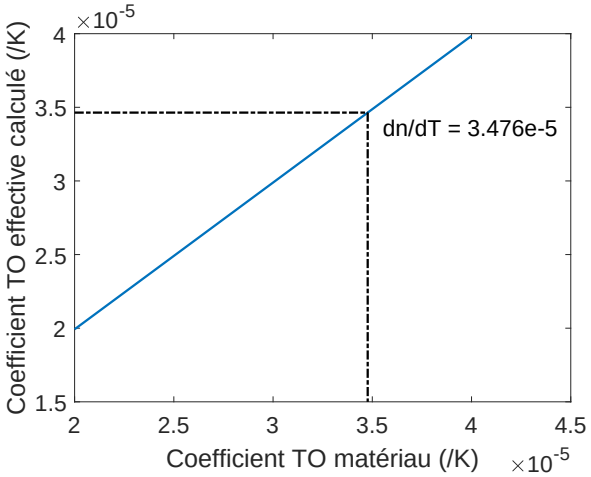


FIGURE 3.34 – Coefficient thermo-optique effectif $\frac{\partial n_{eff}}{\partial T}$ calculé à partir du mode solver pour le mode TE_{40} en fonction du coefficient thermo-optique du matériau. La méthode 1 utilise uniquement l'indice du matériau calculé à partir de l'équation (3.5). La méthode 2 utilise l'approche que nous venons de développer avec l'analyse par mode solveur.

3.5.2 Étude préliminaire des non-linéarités thermiques en régime continu

Une de nos motivations pour utiliser le SiC comme matériau pour l'optique intégrée est son très bon comportement attendu à haute température, mais surtout à haute puissance. Durant cette thèse, nous avons cherché à réaliser une expérience de mélange à quatre ondes similaire afin d'extraire le coefficient non-linéaire du SiC. Cependant, l'efficacité de conversion attendue étant faible, de l'ordre de quelques pourcents au mieux [166], il était nécessaire d'utiliser de fortes puissance si nous voulions discriminer le signal généré du bruit. Or, en utilisant de forte puissance, les effets thermiques devenaient dominant. Nous avons donc cherché à quantifier l'impact d'une haute puissance laser sur le comportement de nos micro-disques dans le but de mieux mettre en oeuvre nos mesures non-linéaires par la suite. Afin de tester cela, nous avons souhaité étudier la modification de l'indice de réfraction avec l'intensité de la lumière en régime continu. Dans le but de valider de comportement, nous avons utilisé un laser continu à haute puissance et enregistré le comportement des micro-disques lorsque la puissance augmente.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Pour cette étude, nous avons utilisé le montage de couplage évanescent précédant, mais sans le module Peltier, et en utilisant une source continue proche infrarouge couplée en parallèle de la source large bande ASE grâce à un coupleur 50/50. La figure 3.35 décrit le montage expérimental. Nous avons utilisé une source continue TWL-CR de Optilab ajustable de 1530 nm à 1565 nm par pas de 0.182 nm. Afin d'atteindre des puissances élevées, nous avons en outre utilisé un amplificateur EDFA de marque Amonics (AEDFA-IL-23-BFA) nous permettant d'atteindre des puissances de l'ordre du W théorique en sortie d'amplificateur. Cependant, la source TWL possédait un signal de fond non négligeable qu'il a été nécessaire de filtrer à l'aide d'un filtre passe bande (Optical Tunable Filter OTF 320 de Santech). Un filtre a de nouveau été appliqué en sortie de l'amplificateur qui lui-même amplifiait quelques signaux parasites. Ceci nous permet d'injecter une forte intensité lumineuse à une résonance choisie tout en observant le décalage en longueur d'onde des autres résonances. Nous contrôlions aussi la polarisation pour nous assurer qu'elle était identique pour le laser CW et la source ASE et pouvoir ainsi coupler dans les résonances choisies. Malheureusement, entre les deux études thermiques, avec Peltier et avec la source laser CW, la fibre effilée n'était plus la même. Le couplage aux disques de 20 µm n'était plus satisfaisant et il a été nécessaire de retourner sur l'étude des disques de 10 µm de diamètre, toujours avec une sous-gravure de 4 µm. Cet aspect a compliqué légèrement les comparaisons entre les deux études bien que le matériau et le design restent identiques. Le SiC étant de la même origine sur tout le substrat, nous pouvons supposer que le coefficient thermo-optique est le même pour tous les disques. Cependant, le comportement des modes va nécessairement varier. Nous avons donc simulé à nouveau l'évolution de l'indice thermo-optique effectif de chaque mode dans le cas cette fois du disque de 10 µm pour une gravure de 4 µm et dont les résultats sont représentés sur la figure 3.36. La figure 3.37a quant à elle illustre la transmission à froid obtenue pour cette étude.

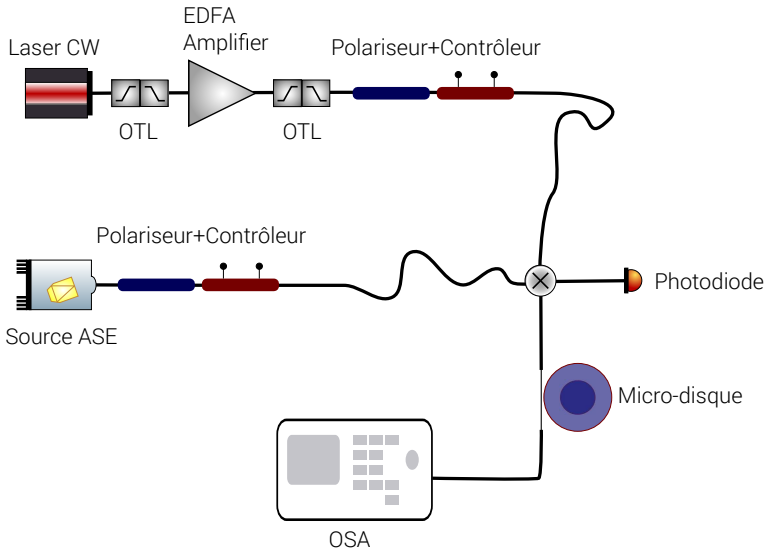


FIGURE 3.35 – Schéma du montage pour caractériser thermiquement les micro-disques dans le cas où nous utilisons une source laser CW

Afin d'avoir une puissance optique suffisante, nous avons utilisé une intensité en sortie de laser allant jusqu'à 1 W de puissance moyenne. Cependant, au cours de nos mesures pré-

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

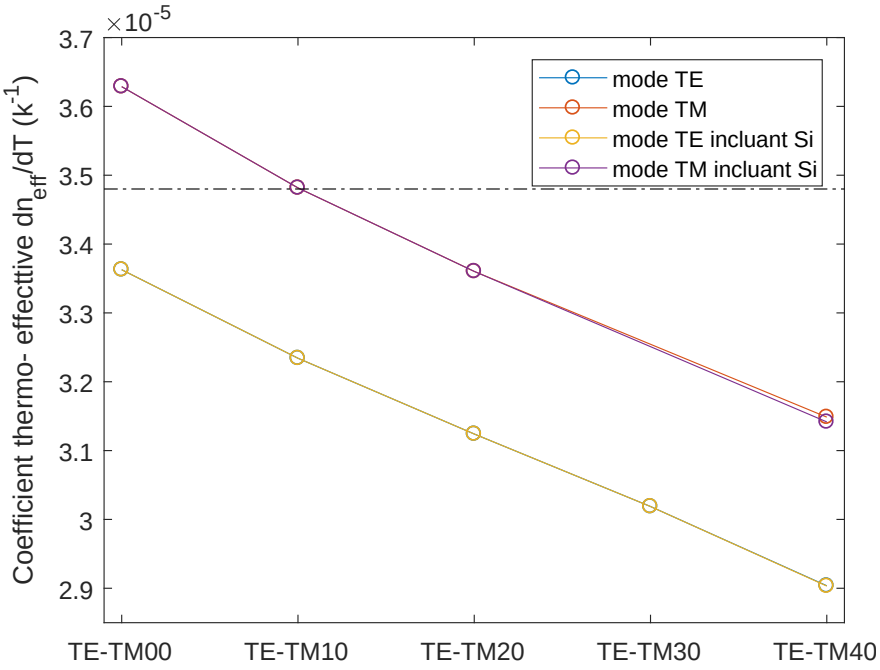


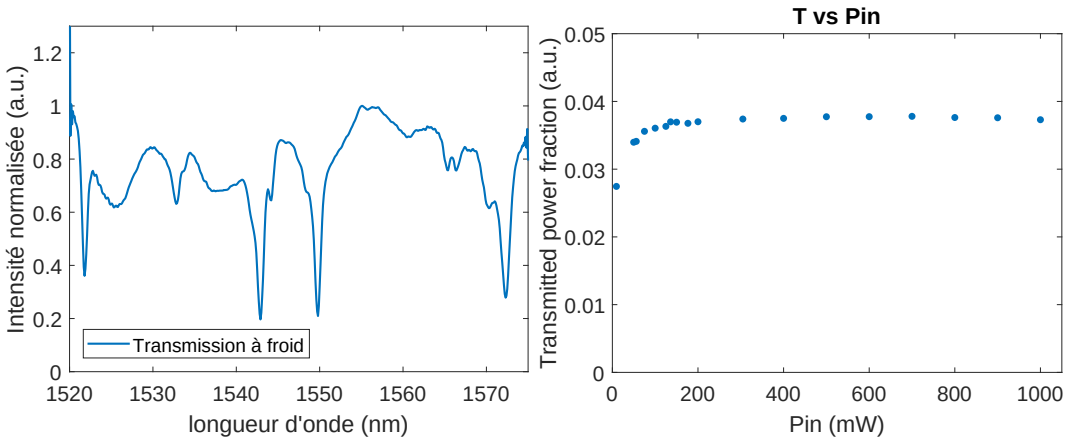
FIGURE 3.36 – Influence de l'ordre du mode et du pilier de silicium sur le coefficient thermo-optique effectif $\frac{\partial n_{eff}}{\partial T}$ simulé par mode solveur dans un disque de 10 µm de diamètre avec une sous gravure de 4µm. En bleu et rouge sont représentés les modes respectivement TE et TM sans inclure l'influence du silicium. Les mêmes modes sont respectivement représentés en jaune et violet, mais en incluant le coefficient thermo-optique du silicium. Le tiret noir indique la valeur du coefficient thermo-optique du matériau obtenu à partir de l'étude avec module Peltier : 3.48×10^{-5} K^{-1}

cédentes, nous observé une différence importante entre l'intensité de sortie du laser et celle mesurée en sortie de fibre, ce qui indique des fortes pertes dans la fibre. Pour avoir une indication purement qualitative des zones de pertes, nous utilisions un laser visible couplé à la fibre effilée. Les zones de fuites principales étaient alors visible par un point lumineux. Nous utilisions notamment cette méthode pour vérifier que les splices ne s'étaient pas rompus. Sur la fibre effilée, la zone de fuites principale semble être au niveau du taper. Afin d'estimer ces pertes et de déterminer la puissance utile, c'est-à-dire pouvant être couplée aux disques, nous avons mesuré la puissance de sortie de la fibre en fonction de la puissance à l'entrée, dans le cas où celle-ci n'était pas en contact avec le micro-disque. Nous pouvons considérer que toute la puissance perdue est de la lumière qui n'a pu se coupler au disque. Nous avons mesuré la puissance en entrée de la fibre (à la sortie du coupleur) qui est égale à 18 % de la puissance de sortie du laser, soit des pertes de -7.4 dB après le coupleur. Nous avons ensuite mesuré la puissance de sortie de la fibre en fonction de la puissance du laser. Les résultats sont représentés sur la figure 3.37b dont l'ordonnée représente la fraction de puissance utile, c'est-à-dire le rapport P_{out}/P_{in}. Nous mesurons des pertes au niveau de la fibre assez importantes avec une transmission de 3.8 % de l'intensité initiale, ce qui correspond à des pertes de l'ordre de -14.2 dB. Cependant, comme expliqué précédemment, une partie de ces pertes vienne du coupleur. Nous obtenons donc -6.8 dB de pertes dans la fibre effilée. À titre d'indication, les meilleures fibres que nous avons obtenues avaient des pertes de l'ordre de -4 dB entre avant et après l'effilage.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Malgré cela, la puissance moyenne pouvant être injectée dans le disque reste très importante, jusqu'à 37 mW. Pour nos études thermiques, nous nous concentrons sur une résonance en particulier, à 1550 nm. Celle-ci est une des plus marquée dont nous avons pu déterminer l'ordre modal. Le FSR est égal à $FSR \approx 28$ nm à 1550 nm, ce qui correspond au mode TM_{40}. La largeur à mi-hauteur de la résonance est d'environ 0.7 nm ce qui correspond à un facteur de qualité mesuré proche de $Q_{mesur} \approx 2200$ soit un facteur de qualité intrinsèque d'environ $Q_{int} \approx 2500$. Nous mesurons des transmissions minimum et maximum respectivement de $T_{min} \approx 0.209$ et $T_{max} \approx 0.781$. Nous pouvons donc remonter aux pertes de couplage parasite et au coefficient de couplage : $c \approx 0.889$ et $\kappa = 0.341$

En injectant une forte intensité lumineuse, le décalage en longueur d'onde s'avère important, de l'ordre de 4.5 nm au maximum. La largeur à mi-hauteur de la résonance que nous caractérisons n'étant que de 0.7 nm, à forte puissance, nous ne pompons plus en résonance. Une grosse partie de l'intensité est donc perdue et nous sommes limités, non pas par la puissance injectée, mais par la largeur spectrale de la résonance. Pour palier à cela, nous avons *verrouillé* la longueur d'onde de pompe sur celle de la résonance. La figure 3.38 montre l'évolution de la transmission en fonction de la puissance injectée. La courbe bleue correspond à la caractéristique à froid, c'est-à-dire lorsque le laser est éteint. Les autres courbes correspondent à des puissances de sortie du laser allant de 100 mW en rouge à 1 W en noir par pas de 100 mW. Pour ces puissances, nous avons modifié la longueur d'onde de pompe respectivement de 1550.4 mn à 1552.5 nm. Sur cette figure, nous voyons nettement une forte évolution des longueurs d'onde des résonances lorsque l'intensité du laser CW augmente. Au plus, nous observons des décalages allant jusqu'à 4.6 nm pour la résonance vers 1532.8 nm (à froid).



(a) (b)

FIGURE 3.37 – (a) Comparaison de la transmission à froid pour le même micro-disque de 20 µm de diamètre et une sous-gravure de 4 µm en utilisant deux fibres effilées différentes. (b) Puissance utile de sortie de la fibre en fonction de la puissance d'entrée. La majeur partie des pertes se font au niveau de la zone effilée.

Les évolutions de la longueur d'onde pour chacune des résonances visibles sur le spectre de transmission sont résumées sur les figures 3.39a à 3.39f. Les points bleus représentent les

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

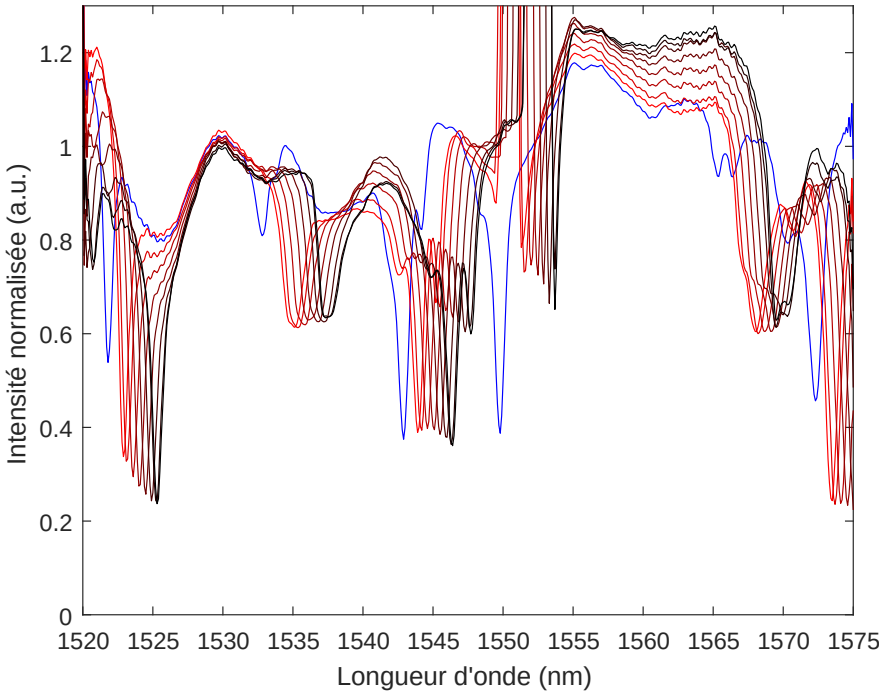


FIGURE 3.38 – Mesure en transmission de l'intensité normalisée pour différentes puissances injectées. La courbe bleue correspond à la caractéristique lorsque le laser CW est éteint. Les courbes rouge à noir montrent les caractéristiques pour intensité en sortie de laser allant de 100 mW (rouge) à 1 W par 100mW (noir).

points de mesures extraits de la figure 3.38 tandis que la courbe rouge représente un fit polynomial d'ordre 2 dont la fonction est indiquée en haut de chaque image. Nous nous recentrons par la suite sur le mode TM_{40}. L'autre résonance visible de ce mode est à 1521.8 nm (à froid).

Nous avons d'abord cherché à déterminer les différentes contributions au décalage en longueur d'onde. En particulier, nous avons voulu discriminer l'effet Kerr. En partant du cas où l'ensemble de la puissance utilisée serait couplée au micro-disque, le décalage en fréquence dû à l'effet Kerr peut s'écrire d'après la relation de la référence [325] : $\Delta\omega_{kerr} = -\omega_c \left[\frac{n_2 P_c}{n_{eff} A_{eff}}\right]$ avec ω_c et P_c respectivement les fréquences et puissance de couplage. Alors nous pouvons estimer $\Delta\omega_{kerr} = 4.92$ MHz, soit un décalage de $\Delta\lambda_{Kerr} = 0.039$ pm. Cette variation est donc négligeable face à celle due aux effets thermiques. À partir des résultats expérimentaux, nous cherchons ensuite à déduire la température du micro-disque, puis l'énergie absorbée correspondant. D'après la figure 3.36, nous pouvons voir que le coefficient thermo-optique effectif du mode TM_{40} est de l'ordre de 3.14×10^{-5} K^{-1}. En conséquence, en utilisant l'équation (1.135), pour obtenir le décalage en longueur d'onde de 3.5 nm mesuré, il a fallu une augmentation de température du disque de :

$$\Delta T = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \frac{1}{\frac{1}{n_{eff}}\frac{\partial n_{eff}}{\partial T} + \frac{1}{R}\frac{\partial R}{\partial T}} = 86.1° \tag{3.7}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

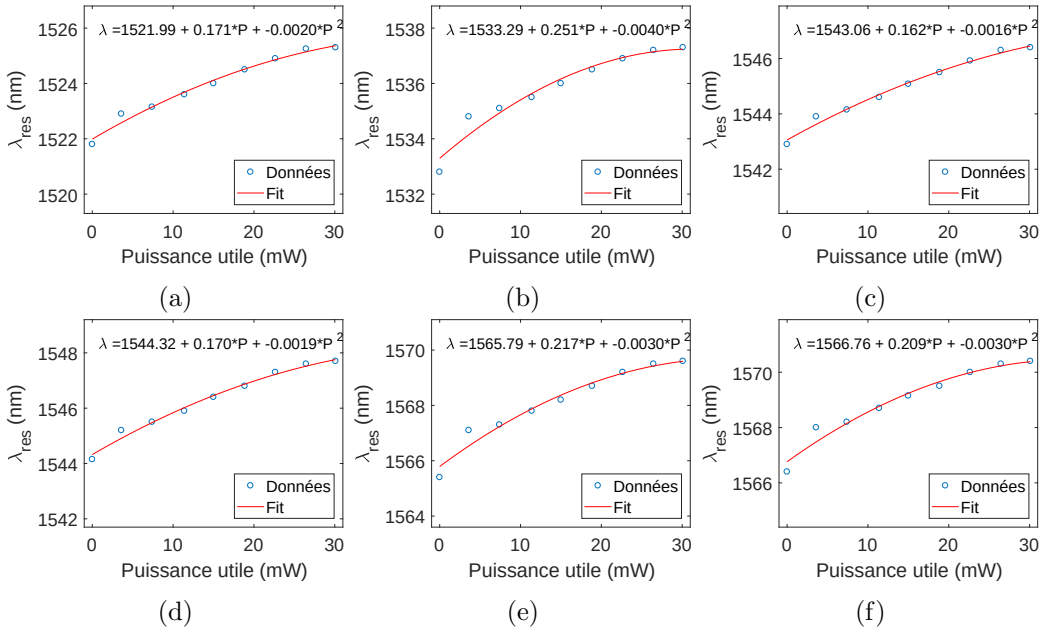


FIGURE 3.39 – (a)-(f) Évolution de la longueur d'onde de résonance avec la puissance utile du laser continue pour différentes résonances. Le fit polynomial est affiché sur la figure.

Nous pouvons alors utiliser l'équation (1.146) pour en déduire la puissance absorbée :

$$\gamma_{thq}\Delta T = \frac{\Gamma_{disk}}{\rho_{SiC}C_{p,SiC}V_{disk}}P_{abs} \tag{3.8}$$

Nous atteignons dans le disque des températures de $102 + 25 = 127$°C pour lesquelles la conduction thermique du silicium est d'environ 147 W.m^{-1}.K^{-1}. Nous obtenons ainsi l'équation (3.9) où Γ_{disk} correspond à la fraction de recouvrement de l'énergie du mode avec le différentiel de température. Cette fraction correspond dans notre cas au confinement du mode, pour le mode TM_{40} d'environ 92 %.

$$P_{abs} = \frac{\lambda_{thqSi}\pi R^2_{pilier}/h_{pilier}}{\Gamma_{disk}}\Delta T \approx 10.2mW \tag{3.9}$$

En utilisant les coefficients de couplage dans l'équation (1.48), nous pouvons calculer la puissance théorique à l'intérieur du résonateur. Nous obtenons ainsi une puissance de l'ordre de 15 mW dont les deux tiers sont absorbés et contribuent à l'élévation de température dans le micro-disque. Ce dernier calcul nous permet d'abord de valider les valeurs précédentes de notre coefficient thermo-optique afin de nous assurer que nous n'obtenons pas des valeurs aberrantes. Ici, une puissance à l'intérieur du disque de 15 mW est tout à fait possible étant donné les coefficients de couplage et les pertes parasites. Surtout, connaitre, de manière assez précise la puissance couplée à l'intérieur de notre disque pourra nous être utile lorsque nous chercherons à réaliser des études non-linéaires.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

3.6 Conclusion

Cette étude expérimentale nous a permis d'obtenir une meilleure compréhension de notre géométrie spécifique, du matériau choisi, le carbure de silicium mais aussi de développer une nouvelle approche de caractérisation de l'indice thermo-optique. Dans ce chapitre, nous avons d'abord décrit le banc de mesure par couplage évanescent et mis en avant les forces de cette méthode de caractérisation de même qu'un certain nombre de faiblesses. Au cours de toutes les étapes de caractérisation, nous avons été pénalisés par la non-standardisation de nos fibres qui bloquait la reproductibilité des mesures et les comparaisons entre certains résultats. Aussi, les manipulations difficiles des fibres micro-métriques a été chronophage et la nécessité d'être en contact avec le disque pour obtenir un couplage a rendu certains résultats plus difficiles à exploiter. Le faible indice de réfraction de la silice a enfin été un frein pour certaines caractérisations, nous empêchant d'obtenir un coefficient de couplage pour les modes fondamentaux et de bas ordres radiaux. Malgré cela, l'utilisation d'une fibre de silice effilée est une méthode extrêmement flexible qui permet la caractérisation d'un très grand nombre de dispositifs. Cette technique de couplage nous a été d'autant plus utile que la réalisation d'un simple guide d'accès en SiC nous était impossible car la lumière aurait fui de ce dernier vers le substrat de silicium. À l'avenir, certaines modifications, comme des supports de fibres directement sur le substrat, pourraient permettre de faciliter le couplage et d'utiliser mieux le potentiel des fibres de silice effilées. Nous prévoyons aussi de réaliser des guides d'accès suspendus mais ceux-ci nécessitent des étapes de fabrication supplémentaires et donc une complexité supérieure.

L'étude préliminaire sur les disques de 3 µm nous a permis de mieux préparer les échantillons pour le couplage évanescent afin de limiter les phénomènes parasites, comme le fait d'être en contact avec plusieurs disques. Cette étape nous a surtout permis de valider la propagation des modes de galerie dans des micro-disques sur substrat de silicium faiblement sous-gravés. Nous avons pu mettre en évidence la propagation de nombreux modes radiaux et estimer leurs facteurs de qualité. Grâce aux résultats prometteurs obtenus sur ces premiers échantillons, nous avons pu engager la fabrication de nouveaux dispositifs dont le design a été affiné.

Dans la partie suivante, nous nous sommes concentrés sur la caractérisation de nouveaux échantillons de gravure supérieure : 4 µm. Ces mesures avaient pour but d'identifier les modes de galerie se propageant dans les micro-disques afin de déterminer ceux qui seraient supprimés. De plus, nous avons extrait les facteurs de qualité des modes et nous les avons comparés aux facteurs de qualités théoriques pour des disques parfaits subissant uniquement des radiations. Nous avons ainsi pu estimer, par comparaisons avec des simulations FDTD, l'ordre de grandeur des rugosités. Enfin, nous avons mis en évidence des phénomènes de résonances doubles correspondant certainement à une levée de dégénérescence entre les modes TE et TM.

Nous avons ensuite validé le principe de suppression des modes d'ordre supérieur par le contrôle de la sous-gravure du pilier de silicium. Nous avons ainsi caractérisé des micro-disques possédant une sous-gravure de 1.4 µm et identifié la propagation du mode de galerie fondamental. Tous les autres modes ont effectivement été supprimés. Le facteur de qualité de ce mode a été légèrement dégradé mais présente tout de même un ordre de grandeur de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

quelque milliers.

Enfin, nous avons réalisé une étude thermo-optique des micro-résonateurs. Grâce à ces mesures, nous avons voulu valider l'emploi du carbure de silicium dans des conditions de haute température, mais surtout de haute puissance correspondant à une utilisation en régime non-linéaire. Par une première caractérisation avec un module Peltier, nous avons extrait le coefficient thermo-optique du SiC. La première valeur obtenue étant supérieur à ce que nous attendions, nous avons cherché à évaluer les sources d'erreurs possibles et, ce faisant, nous avons développé une approche permettant de mieux mesurer ce coefficient. Celle-ci est particulièrement pertinente dans le cas où des modes d'ordre supérieur sont utilisés. En nous appuyant sur le mode solveur développé à l'INL, nous avons ainsi obtenu une valeur beaucoup plus proche de celle de la littérature ce qui tend à valider cette approche. Nous avons finalement effectué une étude thermo-optique en augmentant la température du disque à l'aide d'un laser en régime continu. Cette expérience, proche des conditions de mélange à quatre ondes, nous a permis de démontrer que le SiC peut-être utilisé y compris à haute puissance.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Chapitre 4

Des perspectives pour l'optique non-linéaire du proche au moyen infrarouge

L'étude de la plateforme SiC sur Si s'inscrit dans la thématique photonique non-linéaire moyen infrarouge et en particulier la génération de sources large bande que sont les supercontinuum et les peignes de fréquence. Si les difficultés de fabrication du SiC et de caractérisation dans le moyen infrarouge ne nous ont pas permis de valider expérimentalement les performances de cette plateforme dans le régime non-linéaire, nous présentons ici une étude prospective permettant d'ouvrir nos travaux à des recherches futures sur ce matériau. De par son fort coefficient non-linéaire et ses pertes non-linéaires négligeables, associées à de fortes résiliences en température et en puissance, le SiC semble particulièrement adapté à l'optique non-linéaire. Dans ce chapitre, nous présentons d'abord certaines approches possibles pour extraire et exploiter les propriétés non-linéaires moyen-infrarouge du carbure de silicium 3C. La première étape est l'extraction du coefficient Kerr dans le proche infrarouge. Nous introduisons une méthode par mélange à quatre ondes et une par technique pompe sonde utilisant la modulation croisée qui nous semblent les plus directes et rapides à mettre en œuvre dans les laboratoires de l'INL. L'étape suivante, en collaboration avec l'Institut des Sciences Chimiques de Rennes (ISCR) sera d'extraire les propriétés linéaires du SiC dans le moyen infrarouge en utilisant une fibre effilée de chalcogénure. Enfin, l'objectif à terme serait d'extraire les propriétés non-linéaires du 3-SiC dans le moyen infrarouge pour les comparer aux valeurs obtenues ab initio par F. De Leonardis, R. Soref et M. Passaro [159] puis expérimentalement dans le proche infrarouge en 2017 par F. Martini et A. Politi [33]. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous montrons théoriquement comment une ingénierie de la dispersion permet la génération de sources larges bandes comme des supercontinuum ou des peignes de fréquence. Nous présentons d'abord brièvement les résultats très concluants obtenus sur la plateforme SiGe. Ensuite, nous étendons ce type d'approche à des guides de SiC suspendus et enfin aux micro-disques de SiC que nous avons caractérisé précédemment.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

4.1 Les paramètres non-linéaires du carbure de silicium

Un des objectifs de ces travaux de thèse visait à caractériser les paramètres linéaires et non-linéaires du carbure de silicium et à appréhender les étapes nécessaires au développement d'une plateforme intégrée moyen infrarouge SiC. La section suivante donne une approche théorique des pré-requis pour obtenir une plateforme viable, notamment en termes de dispersion et de qualité de fabrication. Cette section présente les expériences que nous aurions aimé réaliser ou qu'il serait possible de mettre en place pour caractériser les propriétés non-linéaires du carbure de silicium du proche au moyen infrarouge.

4.1.1 Extraction du coefficient non-linéaire

Dans cette section, nous présentons principalement deux méthodes, réalisables dans nos laboratoires qui permettent d'extraire l'indice non-linéaire Kerr du carbure de silicium. La première repose simplement sur le phénomène de mélange à quatre ondes et a, par exemple, été mise en œuvre par A. Simbula & al. [166] dans des conditions proches des nôtres. Dans cette article, l'équipe de l'université de Pavie a caractérisé l'indice non-linéaire du silicium poreux. L'intérêt pour nous de cette approche se trouve dans les propriétés similaires de leur plateforme comparativement à la nôtre. D'abord, l'indice non-linéaire du silicium poreux est de $n_2 = 4.26 \times 10^{-18}$ m^2.W^{-1}, soit moins d'un ordre de grandeur supérieur à celui mesuré récemment pour le 3C-SiC : 5.31×10^{-19} m^2.W^{-1} [33]. Ensuite, A. Simbula mesures les effets non-linéaires dans un résonateur en anneau dont le facteur de qualité est inférieur à 6000 aux longueurs d'onde des télécommunications, soit proche des facteurs de qualité que nous mesurons nous même. Les aires effectives, de l'ordre de 0.86 µm^2, sont aussi proche de celles que nous obtenons, entre 0.34 µm^2 et 0.77 µm^2. De la même manière, les rayons utilisés dans leur cas est de 25 µm, soit du même ordre de grandeur que nos micro-disques. Enfin, deux lasers continus de puissance inférieure au mW sont utilisés pour la pompe et le signal, soit du matériel dont nous disposons à l'INL. L'indice non-linéaire est extrait en mesurant la puissance de l'idler en fonction des puissances de pompe et de signal. Le paramètre non-linéaire peut s'écrire de la manière suivante :

$$\gamma = \left(\frac{2\pi Rc}{\lambda_p v_g}\right)^2 \frac{\pi}{2RQ_P P_p \sqrt{Q_I Q_S}} \sqrt{\frac{P_I}{P_S}} \tag{4.1}$$

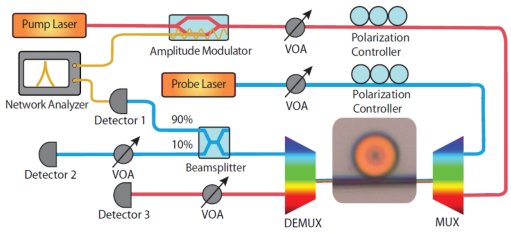
où R est le rayon de l'anneau, c est la célérité de la lumière, λ_p est la longueur d'onde de pompe, v_g est la vitesse de groupe du mode, Q_P, Q_I, Q_S et P_P, P_I, P_S sont respectivement les facteurs de qualités et puissance des modes de pompe, d'idler et du signal. En utilisant l'expression deu paramètre non-linéaire, $\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}$, nous pouvons en déduire l'indice n_2 du matériau.

La comparaison des paramètres des structures de l'article de A. Simbula & al. et des nôtres montre que nous pouvons nous attendre à des comportements similaires. Nous avons donc cherché à tester cette méthode de caractérisation pour extraire l'indice non-linéaire du SiC. Cependant, en utilisant la formule précédente (4.1), nous obtenons une puissance théorique de l'idler de 0.17 pW dans les mêmes conditions de puissance pompe et signal que dans l'article de Simbula. Il est donc nécessaire pour nous d'augmenter la puissance couplée, ce que nous avons fait. Malheureusement, même ainsi, nous ne sommes pas parvenus

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

à obtenir un signal notable. En effet, nos prédictions prévoyaient une puissance d'idler au mieux inférieur à la dizaine de pW. Or, notre analyseur de spectre possédait un bruit de fond de l'ordre de 7-8 pW. Nous pouvions donc espérer mesurer du signal uniquement si toutes les conditions, notamment de couplage, étaient optimales, ce qui n'était manifestement pas le cas. D'autre part, à forte puissance de pompe, nous étions gênés par le décalage induit par les effets thermiques et renseignés précédemment. Au cours de l'année 2017, L'équipe de Southampton est parvenue à extraire l'indice non-linéaire du 3C-SiC par méthode de mélange à quatre ondes en utilisant des puissances de pompes de 1.2 mW pour 70 µW de puissance de signal. Les puissances d'idler mesurées étaient alors de l'ordre de la dizaine de pW. Même avec des puissances de pompe similaires, nous aurions eu beaucoup de mal pour discriminer l'idler du bruit de fond. Cette méthode, employée telle quelle n'est donc pas adaptée. Afin de mesurer une puissance d'idler notable, deux pistes sont envisagées : améliorer le facteur de qualité, notamment en diminuant les rugosités, ou améliorer la limite de détection.

Souhaitant éviter la fabrication de nouveaux dispositifs ou l'achat d'analyser de spectres à faible limite de détection, nous avons cherché une méthode alternative et nous sommes intéressés à la technique développée par H. Rokhsari & K. Vahala [293] et reprise dans l'article de Rochester [28]. La méthode consiste à utiliser le temps caractéristique différent des phénomènes thermiques et effets non-linéaires Kerr. Un premier laser de pompe en régime continu est couplé au résonateur et modulé à une fréquence allant jusqu'à 1 GHz. Lorsque la longueur d'onde du laser correspond à une longueur d'onde de résonance, celui-ci induit un décalage en longueur d'onde du mode par des effets thermiques et Kerr comme décrits dans le chapitre précédent. En parallèle de cette pompe, un laser sonde est injecté à une longueur d'onde de résonance différente mais correspondant au même mode radial que la pompe. Lorsque la pompe est éteinte, la sonde est en résonance. La transmission est donc nulle (ou diminuée selon les conditions de couplage). Lorsque le laser de pompe fonctionne, la sonde n'est plus en résonance. La transmission est donc égale ou proche de 1. Le montage utilisé en [28] est représenté sur la figure 4.1a.



(a)

FIGURE 4.1 – (a) Montage optique permettant l'extraction de l'indice non-linéaire Kerr. Crédit [28]

Lorsque la fréquence de modulation est faible, les effets thermiques sont dominants. En revanche, lorsque la fréquence de modulation est supérieure à une certaine valeur, typiquement quelques centaines de GHz, la température se stabilise à une température moyenne. La modulation du signal est donc uniquement causée par l'effet Kerr qui est pratiquement instantané. Cette méthode permet donc de discriminer les effets non-linéaires d'ordre trois des effets thermiques. L'avantage pour nous de cette technique est qu'elle pourrait être im-

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

plémentée dans un futur relativement proche à l'INL.

Notons enfin que nous cherchons à déterminer les propriétés du carbure de silicium du proche au moyen infrarouge. Ceci étant, l'indice non-linéaire du SiC dans le mid-IR est, en première approximation, très proche de celui mesuré dans le proche infrarouge. Déterminer sa valeur dans le proche infrarouge nous permet donc d'avoir une bonne estimation de son comportement à plus hautes longueurs d'ondes.

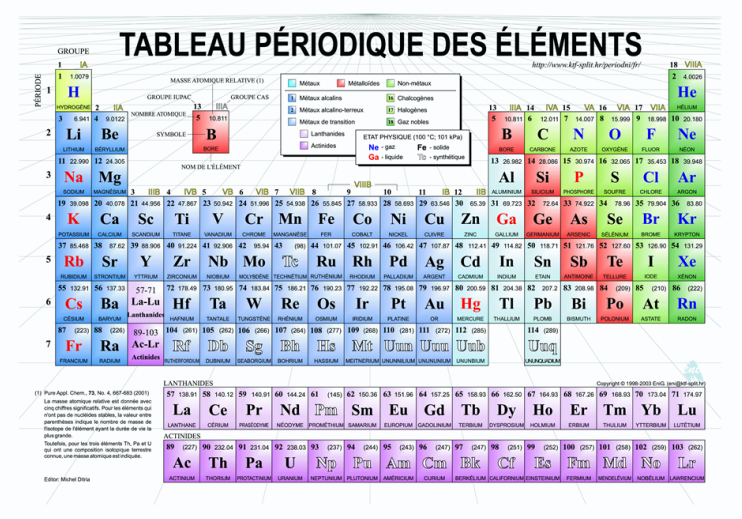
4.1.2 Caractérisations moyen infrarouge et effilage de fibre en chalcogénure

Comme évoqué dans le chapitre 3, deux aspects nous poussent à envisager de nouvelles pistes pour le couplage évanescent. Le premier est la forte différence d'indice entre la silice et le carbure de silicium qui entraîne une importante différence de phase limitant l'efficacité du couplage, en particulier pour les modes fondamentaux. Le deuxième est, bien sûr, la forte absorption de la silice au-delà de 2.5 µm. Celle-ci interdit l'utilisation de fibres de silice pour du couplage évanescent dans le moyen infrarouge. Différentes pistes pour se prémunir de ces difficultés sont envisagées, notamment l'utilisation de guides intégrés suspendus en carbure de silicium. Dans notre cas, la solution qui semble la plus directe à mettre en œuvre consiste à conserver le couplage évanescent par fibre mais à utiliser des matériaux de plus haut indice que la silice et transparent dans le moyen infrarouge. Cette technique permettrait d'explorer les propriétés de nos structures dans le mid-IR sans avoir à passer par le long développement de nouveaux designs et de nouveaux procédés de fabrication. En raison de ses propriétés optiques et mécaniques, mais aussi de l'expertise existante dans plusieurs laboratoires dans le monde, le choix s'est porté sur l'utilisation des verres de chalcogénure pour la fabrication de fibre effilées.

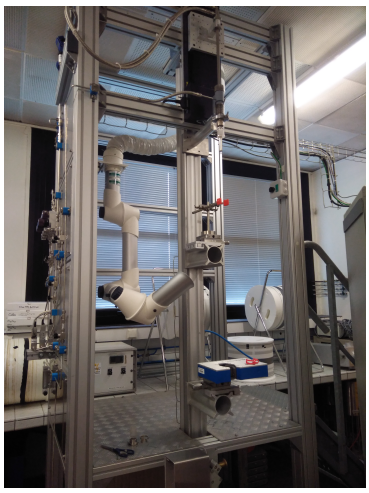
Les verres de chalcogénure désignent une famille de composants visible sur la figure 4.2a, qui contient au moins un élément chalcogène du groupe 6a du tableau périodique des éléments que sont le sulfure (S), le sélénium (Se), ou du tellure (Te) mais excluant l'oxygène. Pour former un verre de chalcogénure, il est nécessaire que ces derniers forment un alliage avec un élément plus électropositif. Sont couramment utilisés l'Arséniure (As) ou le germanium (Ge) mais aussi parfois des composants plus exotiques comme le phosphore (P), l'antimoine (Sb), le bismuth (Bi), le silicium (Si), l'étain (Sn), le plomb (Pb), le bore (B), l'aluminium (Al), le gallium (Ga) l'indium (In), le thallium (Tl), l'argent (Ag) ou encore les lanthanides ou le sodium (Na) [326]. Outre des propriétés optiques remarquables notamment pour la photonique non-linéaire moyen-infrarouge [327–330], nous sommes particulièrement intéressés par la large fenêtre de transparence de ces matériaux illustrée en figure 4.3b. D'autre part, leurs propriétés mécaniques permettent de les étirer pour réaliser des fibres, voire des fibres effilées. Les Australiens du laboratoire CUDOS de l'Université de Sydney sont à la pointe dans ce domaine et sont parvenus à effiler des fibres d'As_2Se_3 jusqu'à un diamètre de 1.2 µm afin d'exalter les effets non-linéaires de ce matériau [331]. Une démonstration de supercontinuum d'une octave a par ailleurs été réalisée avec le même type de fibre [332].

Un des objectifs de mon échange avec le Cudos était justement la réalisation d'une de ces fibres afin de caractériser les micro-disques durant mon séjour sur place et idéalement de pouvoir la ramener. Leur technologie d'effilage consiste en une version modifiée de la technique

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés



(a)



(b)

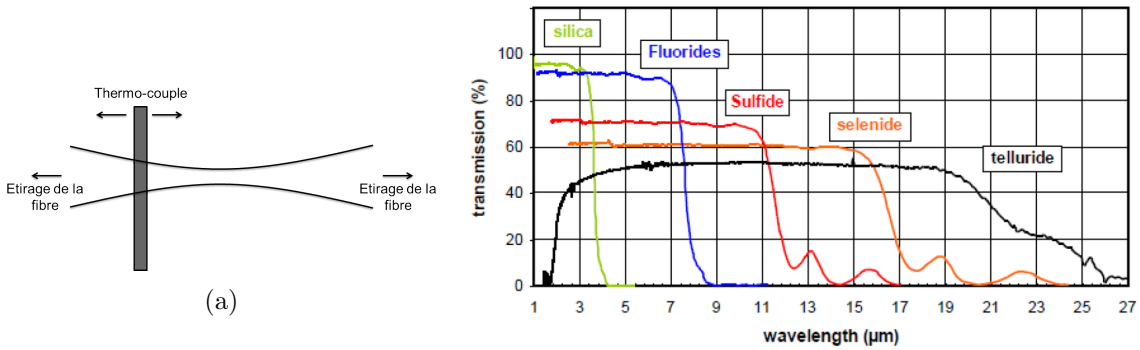
FIGURE 4.2 – (a) Éléments chalcogènes du tableau périodique des éléments et (b) Photo de la tour d'étirage de l'Institut de Chimie de Rennes

d'étirage par flamme [333]. Un thermo-couple permet de chauffer une petite zone de la fibre, de l'ordre de 1 cm, jusqu'à la temperature de fusion de l'As_2Se_3 soit supérieur à 200 °C. La fibre est alors étirée tandis que le termo-couple se déplace dans un mouvement de va-et-vient pour donner le profil effilé de la fibre comme illustré sur la figure 4.3a. Malheureusement cette manipulation complexe n'a pas réussi lors de mon séjour sur place. Le chalcogénure est beaucoup plus fragile que la silice et la fibre nécessite une zone de transition plus longue pour ne pas se briser. D'autre part, les paramètres de température et la vitesse de tirage doivent être précisément réglés pour permettre l'effilage. Or l'équipe ne disposait plus de fibres en As_2Se_3. Nous avons donc essayé d'étirer une fibre à partir de ZnSe. Les propriétés du matériau étant différentes, nous ne sommes pas parvenus à régler les paramètres dans le temps imparti et donc nous n'avons pu obtenir de fibre effilée en chalcogénure à ce moment.

A la même période, j'ai pris contact avec Johann Troles de l'Institut des Sciences Chimique de Rennes (ISCR) et spécialisé dans les verres de chalcogénure. L'ISCR a déjà une forte expertise dans l'étirage de fibres en chalcogénure [334] et la fabrication de fibre effilées [335] ou à l'intérieur d'une gaine. L'objectif pour permettre l'utilisation de leurs fibres était d'atteindre une dimension de quelques microns afin de permettre un couplage évanescent dans les micro-disques. Cette équipe est experte dans le domaine des verres et la chimie des matériaux et maîtrise les chalcogénures. Habitués à étirer plusieurs mètres de fibres à des dimensions plus proches de la centaine de microns, c'est un réel challenge pour eux de passer en dessous de la dizaine de microns. Leur technique est radicalement différente de celle du Cudos bien que le principe reste le même. L'étirage se fait verticalement en tirant de part et d'autre de la fibre avec des tambours tandis qu'une chambre chauffe le matériau à la température de fusion du chalcogénure. Une photo de l'installation est visible sur l'image 4.2b. La grosse différence de leur système est qu'il est adapté aux longs étirages avec de

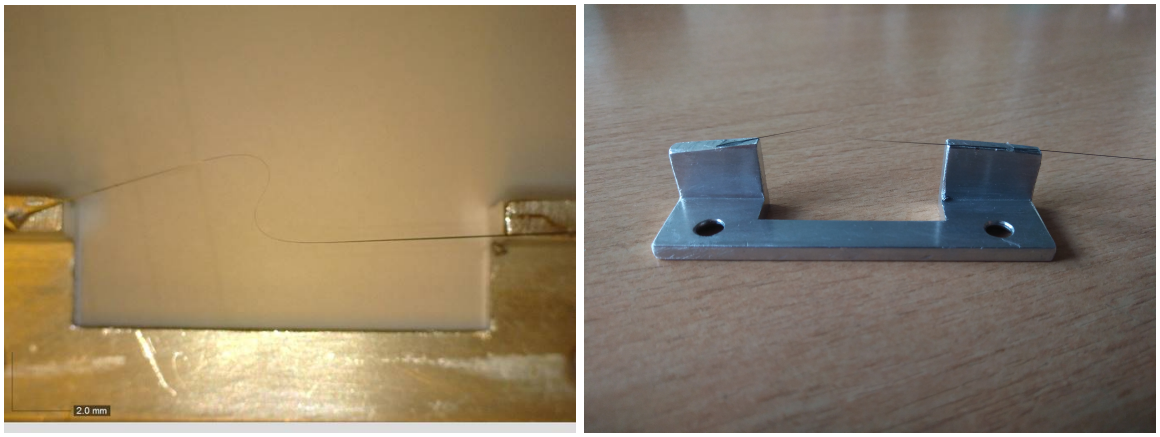
Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

fortes tensions. La hauteur de la tour est d'environ 2 m. Il a donc fallu pousser la machine dans ses limites et faire des étirages très courts, de moins d'une minute. En comparaison, l'étirage durait plusieurs heures au Cudos, mais en chauffant à des températures beaucoup plus élevées : de l'ordre de 250°C afin de diminuer les contraintes mécaniques. Nous sommes ainsi parvenus, à Rennes, à obtenir des fibres effilées avec une zone fine de 1 à 2 cm de long et jusqu'à 10 µm de diamètre. Des dimensions plus fines ont été atteintes : jusqu'à 6 µm de diamètre, mais ces fibres cassait dès leur retrait de la tour. Nous avons ramené les fibres les plus grosses à Lyon et en avons monté une sur un support en formant une boucle qui facilite le couplage aux disques. Le résultat est visible sur les figures 4.4a et 4.4b. Malheureusement, ces fibres se sont brisées d'elle-même, probablement en raison des contraintes imposées par la boucle.



(a) (b)

FIGURE 4.3 – (a) Principe de l'effilage d'une fibre de chalcogénure par un thermo-couple et (b) fenêtre de transmission des principaux verres de chalcogénures issue de [336]



(a) (b)

FIGURE 4.4 – (a) et (b) Photo de la fibre de chalcogénure montée sur son support. La zone formant une boucle est parfaitement identifiable comme une région plus fine de la fibre.

Ces prospections montrent à la fois la difficulté, mais aussi la faisabilité d'aller vers des fibres en chalcogénure pour la caractérisation des micro-disques de SiC. Plus généralement,

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

cette approche peut être utilisée pour caractériser des structures résonantes dans le moyen infrarouge. Je pense que c'est dans cette direction qu'il est souhaitable de persévérer. La collaboration avec l'ISCR de Rennes peut-être particulièrement profitable à mon sens en raison de leur connaissance poussée des matériaux en chalcogénure pour le moyen-infrarouge dont notre groupe, plus spécialisé sur les phénomènes optiques pourrait fortement profiter.

4.2 Ingénierie de la dispersion pour l'optique non-linéaire et la génération de sources large bande dans la gamme du moyen infrarouge

L'utilisation de plateforme compatibles CMOS que nous étudions à l'INL comme le SiC ou le SiGe doit permettre la génération de sources large bande intégrées dans le moyen infrarouge. Pour obtenir ces sources large bande un élément crucial est la dispersion du composant. Le phénomène en jeu est différent dans le cas des supercontinuum ou dans celui des peignes de fréquence, mais dans les deux cas, il est communément admis qu'une dispersion faiblement anormale est nécessaire, c'est-à-dire une valeur positive proche de zéro du paramètre de dispersion D_λ [17,186]. Dans cette partie, nous nous attachons à démontrer que des dimensions adéquates permettent d'obtenir une telle dispersion. Nous présentons d'abord la démarche et les résultats obtenus sur la plateforme SiGe. L'ingénierie de la dispersion sur des guides de SiGe a en effet donné d'excellents résultats. Nous avons donc souhaité transposer cette démarche au carbure de silicium. En nous inspirant de cette approche, nous réalisons ensuite une étude pour des guides suspendus de carbure de silicium dans le proche infrarouge autour de 1.55 µm, puis pour ces même disques suspendus dans le moyen infrarouge. Nous cherchons à donner un ordre de grandeur des valeurs des dimensions d'un guide optimisé pour la génération de supercontinuum. Enfin, nous revenons aux géométries disques de SiC sur substrat de silicium et montrons qu'avec une gravure adaptée et des procédés de fabrication optimisés, nous considérons pouvoir obtenir des peignes de fréquence allant jusqu'à une octave dans le moyen infrarouge.

4.2.1 Résultats obtenus sur plateforme SiGe

Une des avancées notable en optique non-linéaire au cours des dernières années a été la génération de sources large bande que sont les sources supercontinuum. Un supercontinuum correspond à l'élargissement drastique d'une impulsion lumineuse de pompe dû à une combinaison de phénomènes non-linéaires, principalement l'automodulation de phase, le mélange à quatre ondes, l'effet Raman et les effets solitoniques. Dans la gamme de longueur d'onde moyenne-infrarouge, ces sources présentent un très fort intérêt pour des applications de détections de molécules. De nombreuses plateformes intégrées ont été explorées pour la génération de ces sources larges bandes dans le mid-IR. Nous pouvons citer l'utilisation du silicium sur isolant [22,337], du nitrure de silicium sur isolant [338] ou du silicium germanium sur isolant [14,15,339–341]. Malheureusement, jusqu'à maintenant, ces sources étaient limitées à des longueurs d'onde inférieures à environ 3.5 µm en raison des fortes absorption de la silice à plus haute longueur d'onde. Des démonstrations de supercontinuum jusqu'à 6 µm ont aussi été réalisées sur silicium sur saphir, mais l'absorption du saphir est alors limitant

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

au-delà de 6 µm. Cette problématique, qui nous a motivés à étudier les propriétés du SiC, nous a aussi poussés à nous intéresser au silicium germanium sur substrat de silicium (SiGe). Cet alliage a récemment émergé comme un des matériaux très prometteurs pour l'optique non-linéaire moyen infrarouge, entre autre, grâce à une fenêtre de transparence pouvant aller jusqu'à 15 µm selon la proportion de germanium. Dans un premier temps, je présente la procédure utilisée pour l'optimisation de la dispersion et les résultats associés, une procédure qui a montré ses preuves par la génération d'un supercontinuum de 3 µm à 8.5 µm [17]. Cette approche consiste à réaliser une étude systématique de la dispersion des guides pour tous les paramètres géométriques et différentes longueurs d'onde. Nous chercherons dans les sections suivantes à transposer cette approche pour le carbure de silicium.

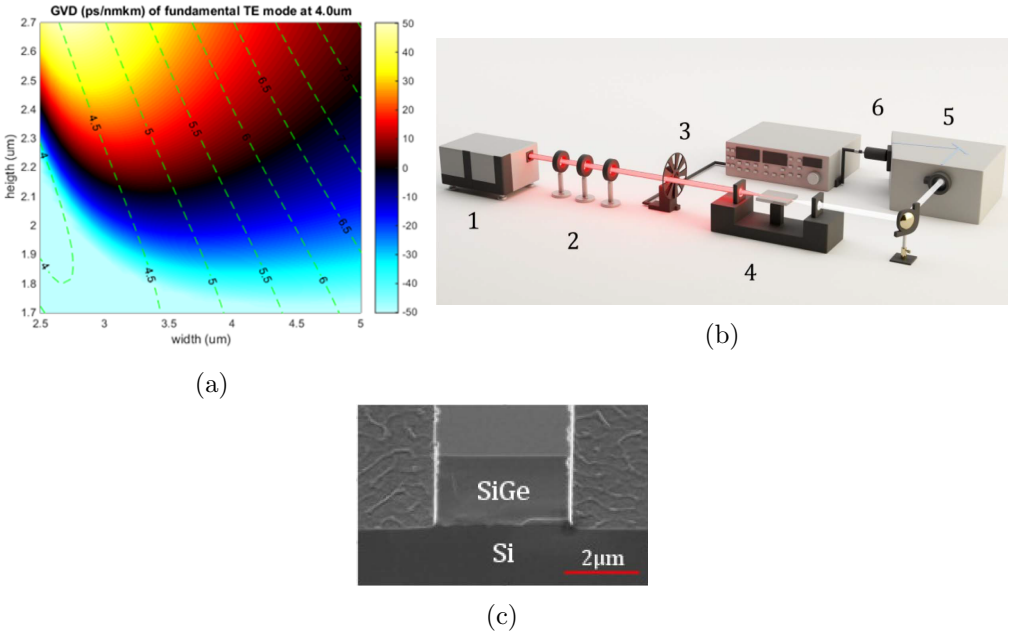
En réalisant une ingénierie de la dispersion de guides de SiGe entourés d'air sur substrat de silicium. Ces travaux, menés par Milan Sinobad et auxquels je suis associé, ont permis la génération d'un supercontinuum de 3 µm à 8.5 µm avec une puissance de sortie importante. Plusieurs géométries ont été étudiées dans le but d'obtenir une dispersion plate tout en conservant un comportement monomode, une faible aire effective et un confinement le plus important possible. L'ingénierie de la dispersion a été réalisée en sondant rigoureusement les paramètres des guides, largeur et hauteur, afin d'extraire la dispersion correspondant à chaque couple. Un exemple de la dispersion pour une longueur d'onde de 4 µm en polarisation TE de guides en ruban de SiGe sur substrat de silicium sont visibles sur la figure 4.5a. Nous constatons qu'une très faible dispersion est possible pour plusieurs couples de paramètres. Des binômes hauteurs-largeurs permettant d'obtenir une dispersion faiblement anormale sur une large gamme de longueur d'onde ont été sélectionnés dans le but de fabriquer des guides SiGe permettant la génération de supercontinuum. Deux géométries ont été sélectionnées, des guides de 2.75 µm × 2.70 µm pour la polarisation TE et 6.0 µm × 4.2 µm pour la polarisation TM. Ces deux structures, dont la dispersion est représenté sur la figure 4.6a permettent d'obtenir les dispersions adaptées à nos besoins. Sur cette figure, sont représentés aussi les longueurs d'onde de coupure des modes fondamentaux TE et TM. Nous pouvons voir que le premier guide, conçu pour le mode TE, possède une dispersion faiblement anormale entre les longueurs d'onde 3.8 µm et 5 µm. Le deuxième guide, conçu pour le mode TM possède une dispersion anormale entre 4.5 µm et 7.5 µm. Ce deuxième semble tout adapté à la génération de supercontinuum et ce sont les résultats obtenus sur ce dernier que nous présentons.

La fabrication des guides, dont un exemple est visible sur la figure 4.5c, a été réalisée au CEA-Leti et les caractérisations ont été effectuées en collaboration avec le RMIT et l'ANU en Australie. Le montage expérimental est représenté sur la figure 4.5b. Une source pulsée, de polarisation TM, de 200 fs disposant, d'une puissance de 200 mW et de fréquence de répétition 63 MHz pour une longueur d'onde de 4.15 µm, c'est à-dire proche du zéro de dispersion, a été couplée aux guides à l'aide de lentilles en chalcogénure. Ces résultats novateurs ont été rendus possibles grâce à la combinaison des bonnes propriétés non-linéaires du SiGe et d'une dispersion adaptée, mais aussi grâce aux très faibles pertes des guides, < 0.4 dB.cm^{-1} [16]. Nous présentons ici brièvement les résultats obtenus sur des guides de 7 cm de long et de dimensions transversales : 6.0 µm × 4.2 µm dont une image MEB est visible sur la figure 4.5c.

La figure 4.6b montre les résultats obtenus pour des puissances moyennes couplées de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

1.7 mW à 25 mW, c'est-à-dire des puissances pics de 236 W à 3.54 kW. Nous démontrons ici une génération de plus d'une octave de 5.3 µm allant de 3 µm à 8.3 µm. Ce spectre est relativement plat sur toute son étendue comme l'indique la largeur spectrale à -10 dB de 4.9 µm, soit presque aussi large que la valeur à -30 db. La limite haute en longueur d'onde à -35 dB est de 8.56 µm, c'est-à-dire limitée par l'absorption du substrat de silicium. Le rôle de l'absorption du Si est largement visible par la chute de l'intensité du signal à partir de 7 µm visible sur la courbe verte de la figure 4.6b. Nous tenons à mettre en avant la forte brillance du signal généré qui possède une puissance moyenne mesurée de 3.85 mW pour une puissance moyenne couplée de 25 mW, ce qui correspond à une puissance dans le guide de 12.5 mW lorsque l'on soustrait les -5 dB de pertes de couplage à l'entrée et à la sortie du guide.

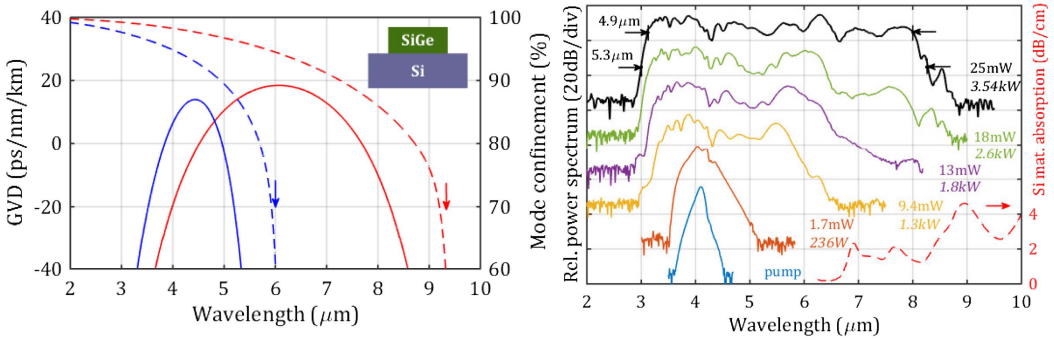


(a) (b) (c)

FIGURE 4.5 – (a) Dispersion de la vitesse de groupe pour le mode TE dans un guide ruban à une longueur d'onde de 4 µm. (b) Montage expérimental (1) OPA accordable, (2) Lentilles et polariseurs optiques, (3) chopper connecté au lock-in amplifier, (4) échantillons et lentilles en chalcogénure, (5) analyseur de spectre (OSA), et (6) photodétecteur MCT. (c) Image MEB d'un guide de SiGe sur substrat de Si entouré d'air. [17]

.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) (b)

FIGURE 4.6 – (a) Dispersion dans des guides de SiGe. La courbe rouge en traits pleins correspond à la dispersion pour un guide de 6.0 µm × 4.2 µm en polarisation TM. La courbe bleu correspond à la dispersion pour un guide 3.75 µm × 2.70 µm en polarisation TE. Les courbes en pointillés montrent les confinements respectifs des modes. (b) Spectre de transmission expérimental après une propagation dans un guide de 7 cm. La pompe en polarisation TM à une longueur d'onde de 4.15 µm est de puissance moyenne croissante indiquée sur la droite de chaque spectre. La puissance pique est indiquée en italique. La courbe en pointillés rouge illustre l'absorption du silicium cristallin. Les deux flèches noires indiquent les bandes passantes à −10 dB et −30 dB de 4.9 µm et 5.3 µm respectivement. [17]

.

4.2.2 Dispersion de guides de silicium suspendus

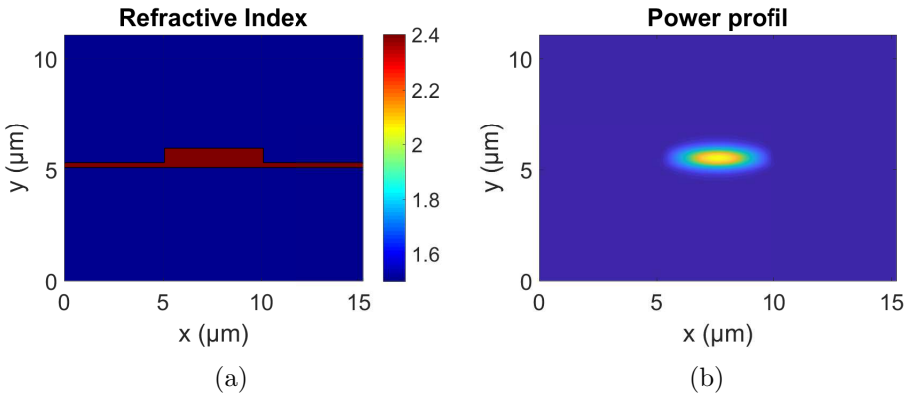
Les travaux de F. Martini et A. Politi ont démontré la viabilité d'une plateforme SiC totalement suspendue [296]. Cette approche nous a poussé à nous projeter sur ce type de structure et à concevoir des guides suspendus en carbure de silicium. Par analogie à la démarche menée sur la plateforme SiGe, nous avons cherché à réaliser une étude prospective pour évaluer théoriquement le potentiel de la génération de supercontinuum sur guides suspendus de SiC. Comparativement au SiGe, plus mature notamment en termes de fabrication et de connaissance du matériau, nous nous intéressons au SiC notamment en raison de sa très faible, voire de son absence, d'absorption multi-photon. Nous avons voulu obtenir une dispersion faiblement anormale sur une large gamme de plage de valeur, idéalement sur au moins une octave. Cette étape est la première pour permettre à terme la génération sources supercontinuum sur plateforme intégrée en SiC. Nous avons utilisé le solver de modes de l'INL précédemment décrit. La géométrie est représentée sur la figure 4.7a. Une couche de 200 nm d'épaisseur de SiC sur les bords permet de maintenir le guide de manière similaire à l'article [296]. Nous avons simulé des dimensions de guides allant de 600 nm à 1 µm d'épaisseur pour des largeurs de 2 µm à 6 µm. Un profil de puissance typique du mode fondamental TE est représenté sur la figure 4.7b pour la structure correspondant à l'image de gauche.

Pour nos simulations, nous utilisons la dispersion théorique du 3C-SiC suivant la loi de Sellmeier d'après l'article de W. Tropf et M. Thomas [342] de l'équation (4.2).

$$n^2 = 1 + \frac{5.58245\lambda^2}{\lambda^2 - (0.1625394)^2} + \frac{2.468516\lambda^2}{\lambda^2 - (11.35656)^2} \tag{4.2}$$

À partir de cette géométrie, nous avons effectué une cartographie de la dispersion du

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés



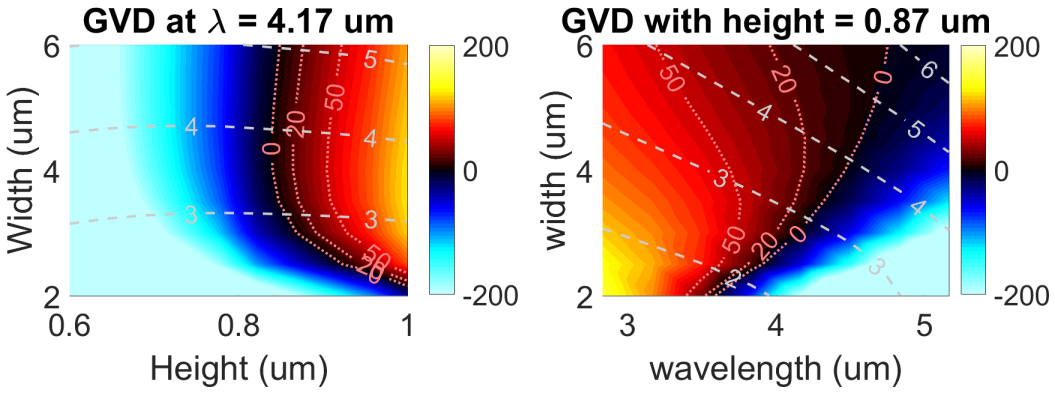
(a) (b)

FIGURE 4.7 – (a) Représentation de l'indice de réfraction de la structure du guide SiC suspendu. (b) Profil de puissance du mode simulé à une longueur d'onde de 4 µm

.

mode fondamental TE à une longueur d'onde de λ =4.17 µm. Cette cartographie visible sur la figure 4.8a est tout à fait perfectible, mais donne une indication des dimensions à adopter pour obtenir une dispersion faiblement anormale pour une longueur d'onde aux alentours de 4 µm. Sur cette image, les couleurs chaudes (rouge à jaune) indiquent la zone de la dispersion anormale, tandis que les couleurs froides, (bleu) correspondent à la dispersion normale. La ligne rose montre la position du zéro de dispersion et les tirets gris l'aire effective du mode. Typiquement, à partir de cette figure, nous pouvons affirmer qu'il est nécessaire d'avoir une épaisseur supérieure à 850 nm pour atteindre la dispersion anormale. Nous pouvons aussi voir que pour limiter l'épaisseur de carbure de silicium, qui peut être un facteur limitant pour conserver un comportement vertical monomode, il est souhaitable d'avoir une largeur de guide d'au moins 3 µm. Nous avons ensuite simulé la dispersion pour des hauteurs fixes et pour des longueurs d'onde allant de 2.5 µm à 5.5 µm. Les résultats pour une épaisseur de 870 nm sont représentés sur la figure 4.8b. Une telle géométrie permet donc effectivement une dispersion anormale pour différentes configurations. Malheureusement, nous pouvons aussi remarquer que ces structures ne disposent que d'un zéro de dispersion. Ceci a pour conséquence que la dispersion n'est pas faiblement anormale sur une large gamme de longueurs d'onde, mais uniquement autour d'une valeur λ donnée. Une géométrie simple de guide suspendu ne semble donc pas adaptée pour la génération de sources très large bande. Pour obtenir une dispersion anormale sur une large gamme de longueurs d'onde, il est donc nécessaire d'étudier des structures plus exotiques. Plusieurs pistes peuvent être envisagées. Il est par exemple possible d'utiliser un faible revêtement d'indice différent [343] ou de structures différentes comme des géométries slots [344].

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) (b)

FIGURE 4.8 – (a) Évolution de la dispersion en fonction de l'épaisseur et de la largeur d'un guide de SiC suspendu par une membrane de SiC de 200 nm à une longueur d'onde de 4 µm. (b) Évolution de la dispersion pour la même géométrie en fonction de la largeur du guide et de la longueur d'onde pour une épaisseur de 870 nm. Dans les deux cas, les tirets gris représentent l'aire effective du mode, tandis que les pointillés rouges indiquent le zéro de dispersion. Les couleurs chaudes (rouge/jaune) correspondent à une dispersion anormale et les couleurs froides (bleu) à une dispersion normale.

.

4.2.3 Micro-disques de SiC sur silicium

Comme introduit précédemment dans le premier chapitre, la structure de microrésonateurs à géométrie circulaire est particulièrement adaptée à l'exaltation des phénomènes non-linéaires. Grâce à cela et à une étude poussée de ces structures, les micro-disque de carbure de silicium sur silicium, nous apparaît comme très prometteuse pour, à terme, permettre la réalisation de peignes de fréquence du proche au moyen infrarouge. Comme dans le cas des guides d'onde utilisés pour la génération de supercontinuum, un élément déterminant est la dispersion du micro-disque. Celle-ci doit être légèrement anormale, idéalement plate, afin d'avoir des résonances équidistantes correspondant aux longueurs d'onde de générations de mélange à quatre ondes (voir section 1.4.2).

Pour concevoir les disques adéquats, nous utilisons à nouveau le solveur de mode en géométrie cylindrique. Nous nous concentrons sur le mode fondamental TE qui est le mode dont le facteur de qualité est le plus élevé. En effet, avoir un fort facteur de qualité est crucial pour l'exaltation des effets non-linéaires. Afin de faciliter les calculs, nous simulons uniquement le disque de SiC suspendu sans le pilier de silicium. Nous avons montré précédemment que la dispersion du mode fondamental n'est pas impactée par le pilier de silicium dès lors que la gravure est suffisante. Souhaitant travailler avec des facteurs de qualité importants, nous tachons de nous placer dans le cas d'une gravure suffisante pour ne pas influencer ni dégrader le mode fondamental.

Dans un premier temps, nous cherchons les dimensions adéquates de rayon R_{SiC}, et d'épaisseur h_{SiC} permettant d'obtenir une dispersion anormale autour d'une longueur d'onde de $\lambda \sim 4$ µm. Nous simulons un disque suspendu pour un rayon variant de 10 µm à 100 µm et une épaisseur de SiC de 600 nm à 1 µm. Nous simulons l'indice effectif pour plusieurs

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

longueurs d'onde autour de 4 µm et réalisons une interpolation qui permet d'obtenir une courbe de dispersion relativement fine.

La figure 4.9 montre l'évolution du paramètre de dispersion D_λ en fonction du rayon du disque (en abscisse) et de son épaisseur (en ordonnée) à $\lambda = 4$ µm. La ligne pointillée rouge indique le zéro de dispersion - au-dessus de laquelle cette dernière est anormale - ainsi que les seuils 20 ps/(nm km) et 50 ps/(nm km). Ces lignes mettent l'accent sur la robustesse de fabrication nécessaire à la réalisation de ces dispositifs. Pour obtenir une dispersion anormale inférieure à 20 ps/(nm km), une précision de fabrication de l'ordre de 20 nm sur l'épaisseur est requise, tandis qu'il faut une précision de l'ordre de 60 nm pour une dispersion anormale inférieure à 50 ps/(nm km). Avec une précision de fabrication suffisante, il est donc possible d'obtenir des couples rayon/épaisseur donnant une dispersion faiblement anormale de la valeur souhaitée. Il est à noter que la précision sur le rayon est plutôt faible, de l'ordre du micromètre car il est réalisé par lithographie. En revanche, la croissance du SiC étant contrôlée par épitaxie, la précision sur cette dernière valeur est importante. Il est donc préférable de relâcher la contrainte sur le rayon, par exemple en travaillant avec de grands disques pour lesquels la dispersion varie peu lorsque le rayon augmente.

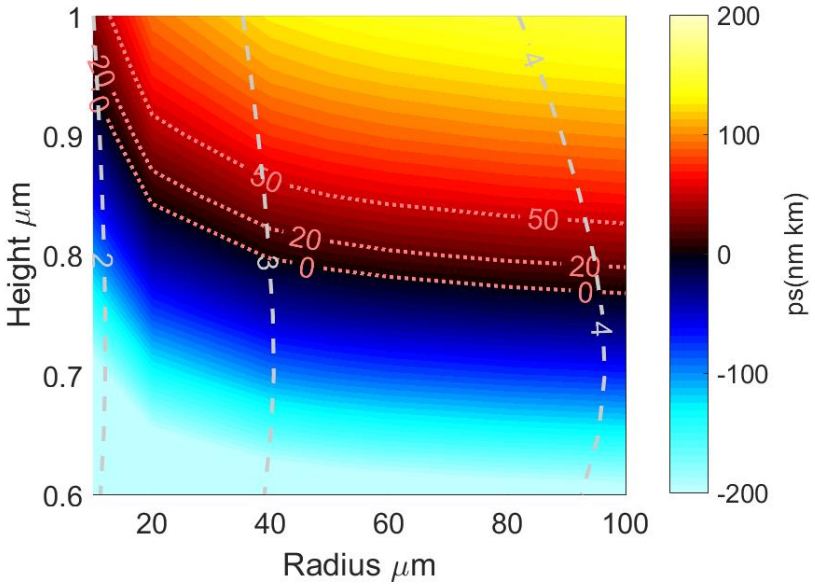
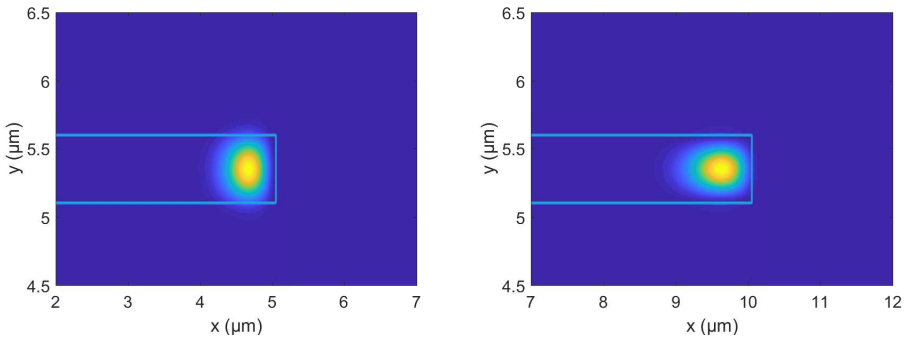


FIGURE 4.9 – Évolution du paramètre de dispersion D_λ avec le rayon (abscisse variant de 10 µm à 100 µm) et la hauteur (ordonnée variant de 600 nm à 1 µm) pour un micro-disque de SiC suspendu à une longueur d'onde de 4 µm. Les tirets gris représentent l'aire effective du mode, tandis que les pointillés rouges indiquent le zéro de dispersion ainsi que les seuils 20 ps/(nm km) et 50 ps/(nm km). Les couleurs chaudes (rouge/jaune) correspondent à une dispersion anormale et les couleurs froides (bleu) à une dispersion normale. On observe une saturation de la dispersion lorsque le rayon augmente. Au-delà de 100 µm, l'augmentation du rayon modifie peu cette dernière.

On note en effet que lorsque la taille du disque augmente, le zéro de dispersion est atteint pour une épaisseur de disque plus faible. Pour un rayon de courbure plus important, le gradient d'indice vu par le mode est plus faible. Le mode est donc moins confiné dans la

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

dimension radiale et s'étale plus vers le centre du disque comme nous pouvons le voir en comparaison les figures 4.10a et 4.10b. Ceci est confirmé par l'augmentation de l'air effective avec le rayon représenté par les tirets gris sur la figure. Pour compenser un mode plus étalé dans la dimension radiale, il faut une épaisseur moindre afin d'obtenir une dispersion anormale. À partir d'un certain diamètre, l'impact de l'augmentation du rayon sur le comportement du mode devient plus faible. L'évolution de la dispersion tend donc à stagner pour les très grands rayons. C'est une des raisons pour lesquelles nous n'avons pas simulé des rayons au-delà de 100 µm.



(a) (b)

FIGURE 4.10 – Profil de puissance pour un disque de (a) 10 µm et (b) 20 µm de diamètre.

.

Pour évaluer l'impact de la longueur d'onde sur la dispersion, nous avons pris l'exemple d'un disque d'épaisseur 800 nm dont le paramètre D_λ est visible sur la figure 4.11. Pour cette épaisseur, la dispersion est faiblement anormale pour une large plage de valeurs. Une dispersion $D_\lambda < 50$ ps/(nm km) est par exemple possible dans des disques de rayon supérieur à 40 µm pour des longueurs d'onde comprises entre 3.5 et 5 µm. Pour des disques compris entre 40 et 60 µm de rayon, la dispersion à une longueur d'onde de 4 µm est encore plus faible et peut être inférieure à $D_\lambda < 20$ ps/(nm km). À nouveau, on peut noter l'effet de saturation pour les grands disques pour lesquels une augmentation du rayon impacte faiblement la dispersion.

À partir de ces résultats, nous pouvons déterminer les pré-requis en termes de facteur de qualité et de dispersion pour obtenir des peignes de fréquence. Pour cela, nous utilisons l'équation (4.3) issue de la référence [197] précédemment décrite dans la partie 1.4.2 et rappelée ici. Cette équation donne la largeur spectrale théorique maximale atteignable d'un peigne de fréquence généré par effet Kerr dont le résultat est représenté sur les figures 4.12. Nous considérons une puissance couplée de $P_{in} = 1.5$ W autour d'une longueur d'onde de pompe de $\lambda_p = 4$ µm correspondant à la puissance des lasers QCL vendus par l'entreprise MirSense. Le FSR en fréquence de 10 GHz à 1 THz est représenté en abscisse tandis que les rayons correspondant en µm sont représentés sur l'axe haut des abscisses. Les différentes couleurs de courbes correspondent à des facteurs de qualité croissants de 10 000 à 5×10^6. Ces valeurs couvrent les facteurs de qualité que nous avons obtenus, l'état de l'art de la littérature sur le SiC et des valeurs prospectives qui seront atteignables avec l'amélioration des

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

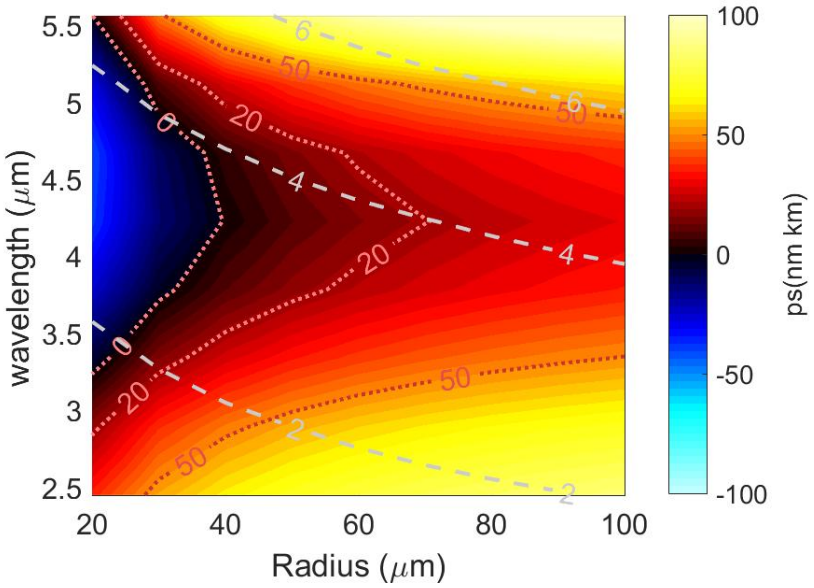
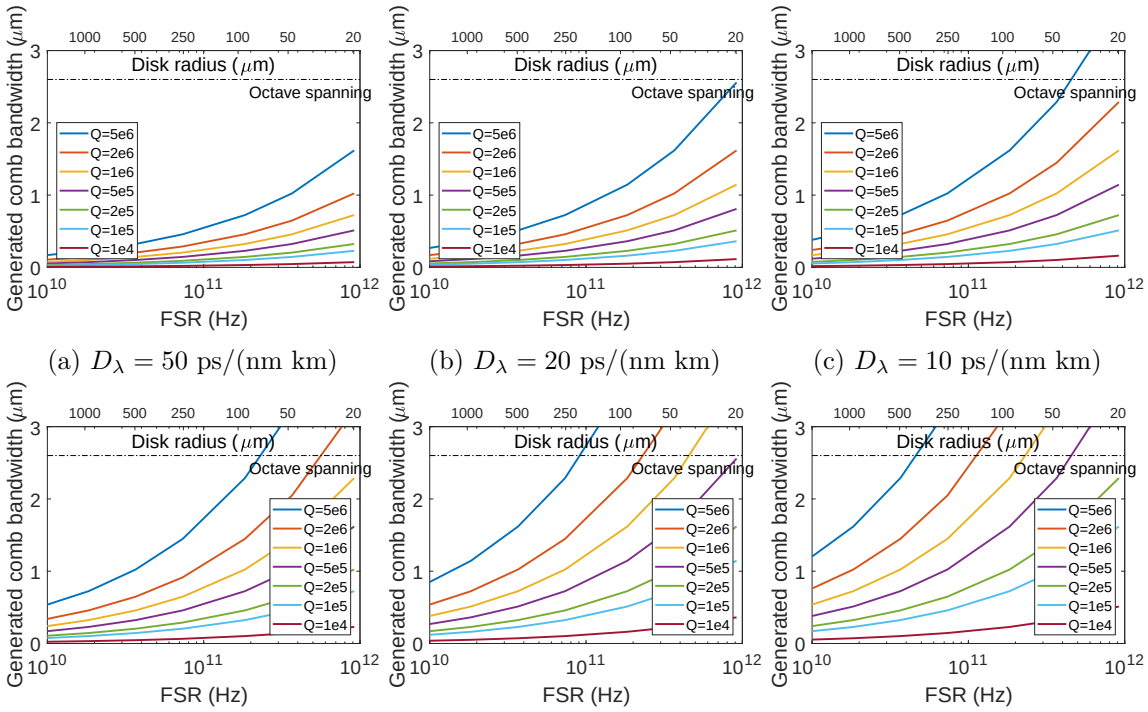


FIGURE 4.11 – Évolution du paramètre de dispersion D_λ avec le rayon (abscisse variant de 20 µm à 100 µm) et la longueur d'onde (ordonnée variant de 2.5 µm à 5.5 µm) pour un micro-disque de SiC suspendu d'épaisseur 800 nm. Les tirets gris représentent l'aire effective du mode, tandis que les pointillés rouges indiquent le zéro de dispersion. Les couleurs chaudes (rouge/jaune) correspondent à une dispersion anormale et les couleurs froides (bleu) à une dispersion normale. On observe une saturation de la dispersion lorsque le rayon augmente. Au-delà de 100 µm, l'augmentation du rayon modifie peu cette dernière.

procédés de fabrication. En ordonnée, la largeur spectrale maximale atteignable du peigne est représenté en µm. La ligne noire pointillée indique la largeur minimale pour obtenir une octave en partant de l'hypothèse d'un élargissement spectral symétrique par rapport à la longueur d'onde de pompe. Si cette limite n'est pas très précise en pratique car un peigne est en réalité rarement symétrique, elle donne une idée des pré-requis nécessaires pour obtenir un peigne large bande. Pour le calcul de gamma $\gamma = \frac{2\pi n_2}{A_{eff}\lambda_p}$, nous avons considéré une valeur prudente. La valeur de $n_2 = 0.5 \times 10^{-18}$ m^2/W est extraite du calcul ab-initio de la référence [159]. Nous avons considéré une aire effective de $A_{eff} = 5$ µm^2 qui est au-dessus de la valeur la plus large obtenue à 4 µm pour des disques de 20 à 100 µm de rayon. Considérant l'évolution de la dispersion et des paramètres nécessaire à une GVD faible pour des grands disques, il est raisonnable de penser que 5 µm^2 est une valeur haute que nous ne dépasserons pas. Enfin, nous avons considéré plusieurs scénarii de dispersion allant de 50 ps/(nm km) à l'extrême 1 ps/(nm km). Si la première valeur est déjà relativement faible, elle est compatible avec les techniques de fabrication actuelles. La valeur de 1 ps/(nm km) est en revanche plus futuriste, mais se situe au niveau de l'état de l'art de ce qu'il est possible de faire en termes de dispersion. Certains articles, notamment le remarquable travail de K. Yang & al. sous la direction de S. Diddams, S. Papp et K. Vahala [175] - des grands noms des micro-résonateurs - poussent les limites de la nanofabrication de micro-disques de silice dans ses retranchements pour permettre des dispersions ultra-faibles sur de larges gammes de longueurs d'onde. La méthode étant relativement simple en théorie, il est raisonnable de penser pouvoir la transférer à d'autres plateformes notamment au SiC.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

$$\Delta f_{theo} = \frac{0.315}{1.763}\sqrt{\frac{2\gamma P_{in} Q \lambda_p FSR}{\pi C |\beta_2|}} \tag{4.3}$$



(a) $D_\lambda = 50$ ps/(nm km) (b) $D_\lambda = 20$ ps/(nm km) (c) $D_\lambda = 10$ ps/(nm km)

(d) $D_\lambda = 5$ ps/(nm km) (e) $D_\lambda = 2$ ps/(nm km) (f) $D_\lambda = 1$ ps/(nm km)

FIGURE 4.12 – Largeur de bande théorique maximale atteignable pour un peigne de fréquence en fonction du FSR obtenu à partir de l'équation (4.3). La puissance de pompe est de 1.5 W à une longueur d'onde de 4 µm. Les courbes sont réalisées pour des Q facteurs de 1×10^4 à 5×10^6. La ligne noire pointillée indique la largeur spectrale minimale pour atteindre une octave dans l'hypothèse d'un peigne symétrique par rapport à la longueur d'onde de pompe entre 2.7 µm et 5.4 µm. Le paramètre de dispersion est croissant de 1ps/(nm km) en (a) à 50 ps/(nm km) en (f).

La figure 4.12a montre qu'un paramètre de dispersion de 50 ps/(nm km) ne permet pas d'atteindre une octave malgré des facteurs de qualité pourtant élevés, et ce, quel que soit le FSR. A partir de 20 ps/(nm km) sur la figure 4.12b, une octave est possible uniquement pour des facteurs de qualité supérieurs au million et à des FSR de l'ordre du THz. Le constat est proche pour une dispersion de 10 ps/(nm km) figure 4.12c et 5 ps/(nm km) figure 4.12d où des facteurs de qualité supérieurs au million sont nécessaires pour atteindre l'octave avec des FSR d'une centaine à quelque centaine de GHz. À partir d'une dispersion inférieure à 5 ps/(nm km) 4.12e, nous pouvons atteindre une octave pour des facteurs de qualité de 500 000, une valeur haute, mais raisonnable à l'aulne des connaissances actuelles, pour des FSR de l'ordre du THz. Avec des facteurs de qualité plus haut, la centaine de GHz est atteinte ouvrant la porte aux applications concrètes comme la calibration de spectrographes pour l'astronomie ou la génération de forme d'onde en micro-onde [345]. Un contrôle de l'ordre de 1ps /(nm km) 4.12f permettrait d'obtenir une octave avec des facteurs de qualité

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

de seulement 200 000. Un Q facteur de plusieurs millions permettrait d'atteindre des peignes de fréquence pour des régimes offrant de nombreuses applications.

Cette étude, publiée dans la revue Photonics Research [346], montre que, si le SiC est une plateforme prometteuse pour la photonique non-linéaire moyen infrarouge, un gros travail d'optimisation de la fabrication reste nécessaire afin de permettre, à la fois des facteurs de qualité de l'ordre du million et une dispersion inférieure à D_λ <5 ps/(nm km). L'approche à double courbure de bord précédemment citée en [173, 175] pourrait permettre une plus grande robustesse des dispositifs en termes de dispersion. Cette dernière est donc une méthode à considérer pour obtenir une très faible dispersion et permet de surcroit d'augmenter les facteurs de qualités en diminuant les pertes de rugosités. Obtenir les facteurs de qualité de l'ordre du million qui sont nécessaires à la génération de peignes de fréquence large bande semble en effet extrêmement optimiste à l'heure actuelle. Pour atteindre de telles valeurs, de grosse améliorations en terme d'épitaxie et de procédés de fabrication seront requises dans le but de diminuer les pertes. Parmi ces optimisations, nous pouvons citer l'utilisation d'une pseudo couche de silicium intermédiaire qui permet de diminuer le désaccord de maille entre les interfaces SiC/Si. Ce travail est d'ailleurs bien engagé par le groupe du CHREA et le laboratoire GREMAN grâce, notamment aux travaux de R. Khazaka [247, 347–349]. L'optimisation des conditions de pression des gaz et de la température durant l'étape de croissance est aussi à envisager [245, 350]. Enfin, nous envisageons aussi d'utiliser du SiC amorphe pour de futurs travaux. C'est un matériau complètement compatible avec nos besoins qui possède un indice non-linéaire plus faible, mais présente en contrepartie des pertes généralement moins importantes [70]. Enfin, pour atteindre de très forts facteurs de qualités, les procédés de fabrication du SiC devront probablement passer par une étape d'optimisation industrielle. Fort heureusement, outre des laboratoires de recherche comme le CHREA, de nombreux industriels se tournent vers le carbure de silicium pour des applications industrielles de masse en électronique. Le SiC commence à s'imposer dans l'industrie électronique, y compris pour des volumes de masse et tend à remplacer le silicium dans les diodes et les MOSFET (http ://www.st.com/en/sic-devices.html). Or, les défauts sont électriquement actifs [126] et diminuent l'efficacité de ces composants. Les industriels comme ST Microelectronics cherchent donc à réduire la taille et la densité de défauts. Ces leviers seront, nous l'espérons, cruciaux, comme ils l'ont été pour le silicium dans les années 2000 et permettront de systématiser et optimiser les procédés de fabrication afin de bâtir une filière SiC.

4.3 Conclusion

Ce chapitre avait pour objectif d'introduire différents pistes de travaux pour aller vers des structures ou des montages optiques adaptés à l'optique non-linéaire dans le proche et le moyen infrarouge. Nous avons d'abord présenté certaines méthodes d'extraction du paramètre non-linéaire du carbure de silicium qui nous voudrions mettre en place à l'avenir. Ensuite, nous introduisons les travaux que nous avons entamés avec l'université de Sydney et l'université de Rennes pour permettre des caractérisations dans le moyen-infrarouge à l'aide de fibre en chalcogénure. Dans un second temps, nous présentons l'ingénierie de la dispersion de nos disques en carbure de silicium, mais aussi de guides de SiC suspendus et de guides de silicium germanium. L'approche adoptée pour l'ingénierie de la dispersion de ces derniers a

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

montré ses preuves et a permis la génération de source supercontinuum dans le moyen infrarouge sur plus d'une octave. Nous nous sommes inspiré de cette démarche et avons cherché à l'adapté au carbure de silicium.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Conclusion

L'objectif de ce travail de thèse était l'étude de micro-disques en carbure de silicium sur substrat de silicium. Cette plateforme possède un fort potentiel pour l'optique non-linéaire, notamment pour des longueurs d'ondes allant du proche au moyen infrarouge. D'autre part, c'est un matériau particulièrement indiqué pour les applications à haute température ou à haute puissance. L'apport original principal de ce travail se situe dans l'utilisation du substrat de silicium, possédant un fort indice de réfraction en comparaison au SiC, pour supprimer les modes radiaux d'ordre supérieur. Cette technique, aisée à mettre en œuvre, est transposable à d'autres plateformes de matériaux et longueurs d'ondes. Une nouvelle méthode de calcul de l'indice thermo-optique a aussi été développée qui permet une évaluation plus précise de ce coefficient.

Dans le premier chapitre, nous avons réalisé une étude bibliographique et théorique sur les micro-résonateurs à modes de galerie. Nous y présentons dans un premier temps la théorie de Mie qui permet l'étude de sphères ou de cylindres parfaits isolés. La suite du chapitre est orientée vers la théorie des modes couplés qui permet d'analyser ces résonateurs lorsqu'ils interagissent avec l'extérieur, par exemple grâce à l'intermédiaire d'un guide ou d'une fibre effilée. Enfin, nous présentons une brève introduction aux applications des micro-résonateurs à l'optique non-linéaire.

Dans le chapitre 2, nous décrivons les propriétés remarquables du carbure de silicium pour l'optique non-linéaire et les applications extrêmes. Nous introduisons aussi brièvement des propriétés de ce matériau ayant un intérêt pour des applications optiques dans des domaines qui peuvent aller de la santé à l'astrophysique. Nous proposons ensuite un design permettant la suppression des modes radiaux d'ordre supérieur. En utilisant le substrat de silicium de plus fort indice optique que celui du SiC, nous parvenons à contrôler les fuites des modes de galerie vers le pilier par la sous-gravure du silicium. Nous cherchons ensuite la gravure de taille optimale, dite *de coupure*, permettant de conserver le mode fondamental sans altérer ses propriétés et ce pour des longueurs d'ondes du proche au moyen infrarouge. Enfin, nous décrivons les différentes étapes de fabrication permettant la réalisation de ces micro-disques

Le troisième chapitre se concentre sur les caractérisations que nous avons effectuées sur nos échantillons. Nous présentons d'abord le banc optique mis en place. Nous avons effilé une fibre de silice afin de réaliser une expérience de couplage évanescent. Grâce à cela, nous avons pu identifier les modes de galerie présents dans le résonateur. Nous avons d'abord déterminé les modes de galerie se propageant dans des disques de forte gravure et possédant ainsi de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

nombreux ordres radiaux. Par la suite, nous avons caractérisé des disques de sous-gravure plus faible n'admettant que le mode fondamental. La comparaison de ces résultats ainsi que des simulations réalisées par FDTD nous ont permis de confirmer la suppression des modes autres que le fondamental. Enfin, nous avons réalisé une étude thermo-optique, d'abord à l'aide d'un module Peltier, puis en utilisant un laser continu à forte puissance. Nous avons développé une méthode de calcul permettant d'obtenir une valeur plus précise du coefficient thermo-optique, principalement dans le cas d'une étude des modes d'ordre supérieur.

Le dernier chapitre traite des perspectives de ce matériau pour l'optique non-linéaire aux longueurs d'ondes moyen infrarouge. Nous décrivons une méthode classique d'extraction de l'indice non-linéaire qui permettrait d'obtenir l'indice du matériau. Nous présentons ensuite une technique d'effilage de fibres en chalcogénure qui doit permettre de caractériser les propriétés optiques du SiC dans cette gamme de longueurs d'onde. Enfin, nous avons réalisé une étude prospective de l'ingénierie de dispersion de micro-disques et de guides de carbure de silicium. Cette étude montre qu'une amélioration des méthodes de fabrication devrait permettre d'optimiser les résonateurs afin de réaliser des peignes de fréquence dans le moyen infrarouge.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Annexe

Solver de modes

Le solver de mode est un outil permettant de simuler la propagation du champ électromagnétique au travers d'un guide ou d'une géométrie plus complexe 2D. Deux versions développées à l'institut des nanotechnologies de Lyon ont été utilisées afin de simuler des guides droits, mais aussi des géométries courbes pouvant ainsi simuler des disques. Le développement mathématique ainsi que l'implémentation sous Matlab on été réalisés par MM. Orobtchouk et Xuan Hu. La spécificité de ce solveur repose sur trois aspects. Il permet d'abord de simuler la propagation d'une onde dans un milieu non isotrope. Ensuite, une discrétisation de l'espace à 9 points, là où de nombreux solveurs de mode en utilisent 5, augmente la précision et donne une valeur exacte de l'indice effectif jusqu'à la $4^{\text{ème}}$ décimale. Cette discrétisation permet aussi d'éviter l'emploi d'un indice de réfraction équivalent au niveau des frontières des structures. Les solveurs de mode commerciaux utilisent généralement la valeur moyenne des indices de réfraction des matériaux, ce qui conduit à des approximations. Dans notre cas, nous traitons rigoureusement les discontinuités dans les coins des guides au niveau des dérivées partielles secondes croisées. Dans le cas de structures à fort contraste d'indice de réfraction comme le silicium ou le SiC, les valeurs calculées des indices effectifs des modes guidés peuvent varier jusqu'à la seconde décimale entre notre méthode rigoureuse et un moyennage d'indice. Cette erreur impacte les lois de dispersion des modes guidés qui sont alors différentes. Ceci peut être préjudiciable pour l'optimisation des designs en optique intégrée plus encore dans le cas l'ingénierie de dispersion en optique non-linéaire.

Dans la thèse Xuan Hu, la vérification du mode solveur a été effectuée par la réalisation d'interféromètres Mach-Zehnder asymétriques intégrés. Les lois de dispersion expérimentales étaient alors très proches de celles obtenues avec le schéma de discrétisation à 9 points n'utilisant pas d'indice moyen aux frontières. Il est à noter que dans le cas des guides isotropes, les formulations utilisant les deux composantes transverses du champ électrique (E_x et E_y) ou de l'induction magnétique (H_x et H_y) donnent exactement le même résultat à la précision machine (de l'ordre de 10^{-15}), alors que dans la littérature, la formulation E_x et E_y est réputée instable. Les relations d'orthogonalités entre les modes ont également été vérifiées avec une précision sur le calcul intégral de 10^{-14} là où elle n'est que de 10^{-7} dans le cas du schéma classique à 5 points. Nous notons que c'est pour cette raison que les outils de calculs de raccordement de modes (modes matching method) ne sont pas utilisés actuellement pour le calcul des pertes induites par la rugosité des guides. Ce calcul nécessite une segmentation sur plus d'un millier d'éléments et la précision chute alors à 10^{-4} là où le calcul de pertes de l'ordre du dB.cm^{-1} requiert une précision de l'ordre de 10^{-6} et plus précisément, la $6^{\text{ième}}$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

décimale de la partie imaginaire de l'indice effectif du mode guidé. Les solveurs de mode que nous avons développés permettent de faire ce type de calcul et ont été utilisés notamment pour calculer les pertes de propagation dues aux rugosités dans des guides de Germanium à des longueurs d'ondes moyen-infrarouge [14]. Des travaux sont actuellement en cours pour étendre ces outils au cas des guides courbes mais aussi pour calculer l'onde rétro-diffusée dans le guide. Afin d'être parfaitement rigoureux et de traiter correctement les différents types de discontinuité des guides, il est nécessaire d'utiliser des schémas de discrétisation à 13 points. Il faut ensuite vérifier que la précision des calculs est améliorée dans le cas des guides fortement anisotropes. Finalement, l'utilisation de conditions aux limites transparentes permet d'utiliser une fenêtre de calcul de taille plus réduite et ainsi de diminuer le temps de calcul sans impacter la précision. Une présentation plus précise du solveur de mode, largement inspirée de la thèse de Xuan Hu [304], est présentée dans cette section. Nous donnons simplement les principales étapes et les résultats mathématiques. Pour le développement précis des équations, nous invitons le lecteur à se reporter au manuscrit de thèse précédemment cité.

Solver de mode full-vectoriel dans un guide droit anisotrope

Considérons la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu diélectrique sans charge ni courant libres. Les équations de Maxwell peuvent s'écrire de la manière suivante :

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{D} = 0 \tag{4.4}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{B} = 0 \tag{4.5}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \tag{4.6}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{H} = \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} \tag{4.7}$$

Nous nous plaçons dans l'hypothèse d'un diélectrique anisotrope. La permittivité diélectrique relative et la perméabilité magnétique relative peuvent être modélisées respectivement par les tenseurs de rang 3 suivant $[\varepsilon_r]$ et $[\mu_r]$.

$$[\varepsilon_r] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx}(x,y) & \varepsilon_{xy}(x,y) & 0 \\ \varepsilon_{yx}(x,y) & \varepsilon_{yy}(x,y) & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz}(x,y) \end{bmatrix} \tag{4.8}$$

$$[\mu_r] = \begin{bmatrix} \mu_{xx}(x,y) & \mu_{xy}(x,y) & 0 \\ \mu_{yx}(x,y) & \mu_{yy}(x,y) & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz}(x,y) \end{bmatrix} \tag{4.9}$$

Les deux divergences des équations de Maxwell donnent :

$$\nabla \cdot [\varepsilon_r] \boldsymbol{E} = 0 \tag{4.10}$$

$$\nabla \cdot [\mu_r] \boldsymbol{H} = 0 \tag{4.11}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Après des développements algébriques, nous pouvons exprimer la constante de propagation β du mode sous la forme de deux équations couplées vectorielles sous la forme suivante :

$$\beta^2 \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \mu_{yy} & -\mu_{yx} \\ -\mu_{xy} & \mu_{xx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_{xx} & b_{xy} \\ b_{yx} & b_{yy} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \tag{4.12}$$

et :

$$\beta^2 \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{yy} & -\varepsilon_{yx} \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{xx} & a_{xy} \\ a_{yx} & a_{yy} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} \tag{4.13}$$

Avec les opérateurs a_{xx}, a_{xy}, a_{yx}, a_{yy} et b_{xx}, b_{xy}, b_{yx}, b_{yy} exprimés comme suit et approchés à partir de la méthode des différences finies :

$$\begin{aligned} a_{xx} = k_0^2\mu_{xx} + \frac{\partial}{\partial y}\left(\varepsilon_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\right) - \varepsilon_{yx}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\mu_{xx}\right) - \varepsilon_{yx}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\mu_{yx}\right) \\ +\varepsilon_{yy}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\mu_{xx}\right) + \varepsilon_{yy}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\mu_{yx}\right) \end{aligned} \tag{4.14}$$

$$\begin{aligned} a_{xy} = k_0^2\mu_{xy} - \frac{\partial}{\partial y}\left(\varepsilon_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\right) - \varepsilon_{yx}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\mu_{xy}\right) - \varepsilon_{yx}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\mu_{yy}\right) \\ -\varepsilon_{xy}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\mu_{xx}\right) - \varepsilon_{xy}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\mu_{yx}\right) \end{aligned} \tag{4.15}$$

$$\begin{aligned} a_{yx} = k_0^2\mu_{yx} - \frac{\partial}{\partial x}\left(\varepsilon_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\right) + \varepsilon_{xx}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\mu_{xx}\right) + \varepsilon_{xx}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\mu_{yx}\right) \\ -\varepsilon_{xy}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\mu_{xx}\right) - \varepsilon_{xy}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\mu_{yx}\right) \end{aligned} \tag{4.16}$$

$$\begin{aligned} a_{yy} = k_0^2\mu_{yy} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\varepsilon_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\right) + \varepsilon_{xx}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\mu_{xy}\right) + \varepsilon_{xx}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\mu_{yy}\right) \\ -\varepsilon_{xy}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\mu_{xy}\right) - \varepsilon_{xy}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\mu_{yy}\right) \end{aligned} \tag{4.17}$$

$$\begin{aligned} b_{xx} = k_0^2\varepsilon_{xx} + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\right) - \mu_{yx}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\left(\varepsilon_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\varepsilon_{xx}\right) - \mu_{yx}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\left(\varepsilon_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\varepsilon_{yx}\right) \\ +\mu_{yy}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\left(\varepsilon_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\varepsilon_{xx}\right) + \mu_{yy}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\left(\varepsilon_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\varepsilon_{yx}\right) \end{aligned} \tag{4.18}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

$$b_{xy} = k_0^2\varepsilon_{xy} - \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\right) - \mu_{yx}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\left(\varepsilon_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\varepsilon_{xy}\right) - \mu_{yx}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\left(\varepsilon_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\varepsilon_{yy}\right) + \mu_{yy}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\left(\varepsilon_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\varepsilon_{xy}\right) + \mu_{yy}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\left(\varepsilon_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\varepsilon_{yy}\right) \tag{4.19}$$

$$b_{yx} = k_0^2\varepsilon_{yx} - \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\right) + \mu_{xx}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\left(\varepsilon_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\varepsilon_{xx}\right) + \mu_{xx}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\left(\varepsilon_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\varepsilon_{yx}\right) - \mu_{xy}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\left(\varepsilon_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\varepsilon_{xx}\right) - \mu_{xy}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\left(\varepsilon_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\varepsilon_{yx}\right) \tag{4.20}$$

$$b_{yy} = k_0^2\varepsilon_{yy} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\right) + \mu_{xx}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\left(\varepsilon_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\varepsilon_{xy}\right) + \mu_{xx}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\left(\varepsilon_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\varepsilon_{yy}\right) - \mu_{xy}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\left(\varepsilon_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\varepsilon_{xy}\right) - \mu_{xy}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\left(\varepsilon_{zz}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}\varepsilon_{yy}\right) \tag{4.21}$$

Méthodes aux différences finies

Les équations précédentes sont des équations différentielles aux dérivées partielles dont il n'existe pas de solution exacte. Comme dans la plupart des méthodes de résolution numérique, la méthode aux différences finies consiste à discrétiser l'espace et à résoudre les équations en chaque point. Pour ce faire, contrairement à beaucoup de solveurs de mode qui utilisent une discrétisation à 5 points : le point où le champ est évalué et les 4 points de l'espace adjacents, ce mode solveur utilise 9 points de discrétisation améliorant ainsi la précision sur l'indice obtenu. Un schéma de principe est proposé sur la figure 4.13. Le point étudié est le point P. Les symboles N, S, E, W désignent les quatre plus proches voisins et NE, SE, NW, SW les quatre suivants. À l'intérieur de chaque région ainsi découpée, la permittivité du matériau est considérée constante et égale à $\{\varepsilon_i\}_{i=1:4}$.

Afin de discrétiser l'espace, nous utilisons un développement en série de Taylor au second ordre. Si l'on considère A le champ électrique ou magnétique, nous pouvons écrire par exemple dans le sens horizontal nous obtenons :

$$A_E = A_P + e.A'_P + \frac{e^2}{2}.A''_P \tag{4.22}$$

et

$$A_W = A_P - w.A'_P + \frac{w^2}{2}.A''_P \tag{4.23}$$

Alors nous obtenons au point P :

$$\frac{\partial A_P}{\partial x} = \frac{w}{e(e+w)}A_E - \frac{e}{w(e+w)}A_W + \frac{e-w}{e.w}A_P \tag{4.24}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

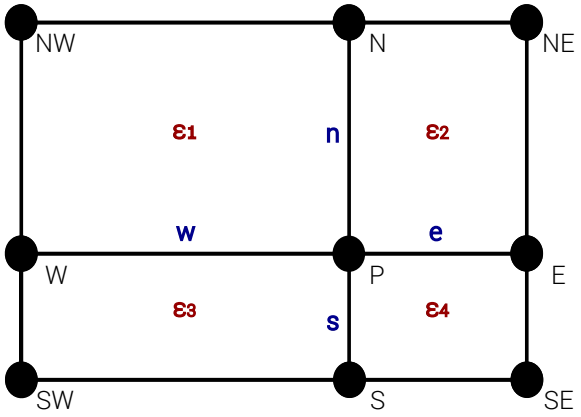


FIGURE 4.13 – Schéma de la discrétisation à 9 points utilisée dans le solveur de mode développé à l'INL.

La dérivée seconde s'obtient de manière similaire :

$$\frac{\partial^2 A_P}{\partial x^2} = \frac{2}{e(e+w)} A_E + \frac{2}{w(e+w)} A_W - \frac{2}{e.w} A_P \tag{4.25}$$

De manière similaire, nous pouvons écrire l'expression des dérivées en fonction de la coordonnée verticale :

$$\frac{\partial A_P}{\partial y} = \frac{s}{n(n+s)} A_N - \frac{n}{n(e+w)} A_S + \frac{n-s}{n.s} A_P \tag{4.26}$$

La dérivée seconde s'obtient de manière similaire :

$$\frac{\partial^2 A_P}{\partial y^2} = \frac{2}{n(n+s)} A_N + \frac{2}{s(n+s)} A_S - \frac{2}{n.s} A_P \tag{4.27}$$

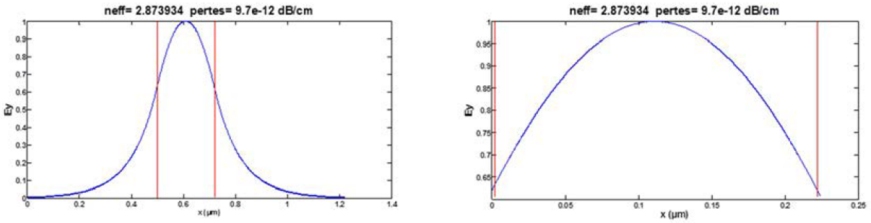
Les dérivées croisées s'expriment en appliquant successivement chaque expression. Cette méthode permet d'obtenir un système matriciel pour décrire le comportement des équations (4.12) et (4.13) pouvant être implémenté directement dans un système de résolution numérique. Pour le détail des calculs, nous invitons à nouveau le lecteur à se reporter au manuscrit de Xuan HU.

Conditions aux limites transparentes

L'utilisation d'une fenêtre de dimension finie au cours de la simulation impose des conditions de Dirichlet (conditions aux limites d'une équation différentielle) aux bords de cette fenêtre. Afin de satisfaire à la conservation de l'énergie, ces conditions aux limites imposent une valeur nulle des champs électrique et magnétique. Pour obtenir un modèle proche de la réalité, une solution pour se rapprocher au mieux de cette condition serait de simuler une fenêtre de calcul de taille suffisante pour que le champ soit effectivement proche de zéro lorsqu'il atteint les bords. Évidemment, cette méthode brut augmente énormément les

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

temps de simulations et n'est pas applicable en pratique. La méthode habituelle entre autre en FDTD, consiste à utiliser une couche absorbante parfaitement adaptée ou PMLs (pour Perfectly Matched Layers) introduite en 1994 par J. P. Berenger [351]. Le concept est simple mais extrêmement efficace. Il consiste à ajouter une couche de matériau absorbant au niveau des frontières du domaine, cette couche ayant comme spécificité de ne pas réfléchir les ondes incidentes. Il a été montré que l'ajout de ces PMLs revient à agrandir artificiellement la fenêtre de simulations, répondant ainsi au problème précédent [352]. Cependant, même si cette méthode est très efficace, elle nécessite d'avoir des domaines de PMLs suffisamment grands pour absorber l'ensemble de l'énergie et d'être placée suffisamment loin du dispositif simulé pour ne pas l'impacter.



(a) (b)

FIGURE 4.14 – Calculs du mode fondamental TE d'un guide plan de silicium (a) en prenant des épaisseurs des milieux adjacents suffisamment grandes pour que le profil du mode soit considéré comme nul sur les bords de la fenêtre de calcul, (b) en prenant uniquement un point de calcul en dehors du guide. Les valeurs des indices effectifs (2,873934) et des amplitudes aux interfaces (0,63) sont identiques pour les deux calculs. Figure extraite du manuscrit [304]

Une solution alternative utilisée dans ce mode solveur consiste à utiliser des conditions aux limites transparentes [353, 354], c'est-à-dire considérer que le champ continue à se propager hors de la fenêtre de simulation. Pour cela, nous considérons que le champ à l'extérieur de la fenêtre est de la forme : $\mathbf{\Phi} = \mathbf{\Phi_0} exp(i\boldsymbol{k}.\boldsymbol{r})$ avec $\mathbf{\Phi_0}$, la fonction d'onde aux limites de la fenêtre, $\mathbf{k}$ le vecteur d'onde du mode guidé et $\mathbf{r}$ la position. Cette équation est une formulation approchée de la fonction d'onde dans le cas d'un guide 2D. Grâce à cette condition, il est possible de choisir une fenêtre de calcul permettant au champ de diminuer seulement d'au moins la moitié de sa valeur maximale sans impacter la solution. Les figures 4.14 montrent ainsi le profil du mode fondamental TE d'un guide plan de silicium en utilisant le mode solveur comprenant des conditions aux limites transparentes. La figure (a) montre le profil dans le cas d'un grand nombre de points pris en dehors de la fenêtre de calcul représentée en rouge et permettant au champ d'atteindre une valeur proche de zéro au niveau des bords. La figure (b) en contrepartie, montre la même simulation mais dans le cas où un seul point hors de la fenêtre de simulation a été utilisé. Les résultats égaux dans les deux cas montrent que les conditions aux limites transparentes sont extrêmement précises et efficaces et permettent de réduire énormément la taille de simulation et donc le temps tout en obtenant des résultats rigoureux.

Fonctions de Bessel

Les fonctions de Bessel sont les solutions de l'équation différentielle de Bessel [355, 356] :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

$$x^2 + \frac{d^2y}{dx^2} + x\frac{dy}{dx} + (x^2 - \alpha^2)y = 0 \tag{4.28}$$

où α peut être un nombre complexe, mais est le plus souvent un entier naturel. Il détermine alors l'ordre de la fonction. Dans la cas qui nous intéresse, nous utilisons les fonctions de Bessel aux modes de galerie dans des résonateurs. Les valeurs de α ne sont pas nécessairement entières et nous utilisons la forme générique des solutions :

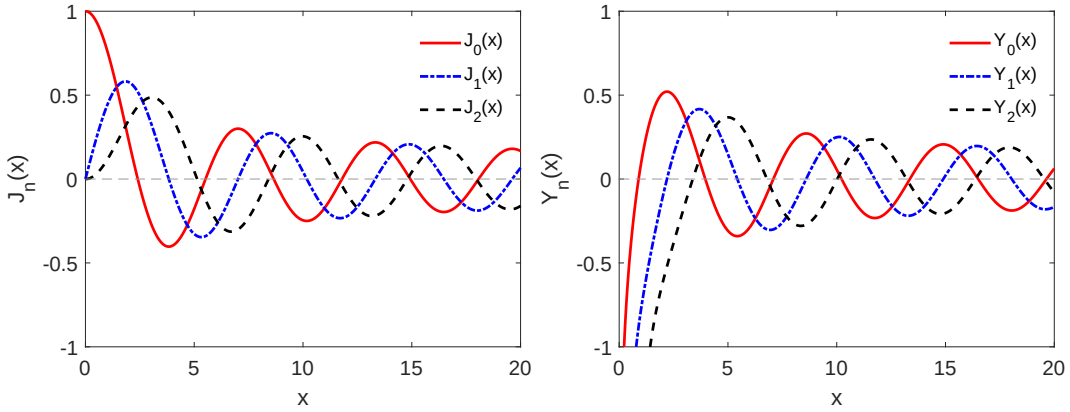
$$J_\alpha(x) = \sum_{p=0}^{\infty} \frac{(-1)^p}{p!\Gamma(p+\alpha+1)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2p+\alpha} \tag{4.29}$$

avec Γ, la fonction Gamma généralisant la fonction factorielle aux nombres réels.

$$Y_\alpha(x) = \lim_{(\lambda \to \alpha)} \frac{J_\lambda(x)cos(\lambda\pi) - J_{-\lambda}(x)}{sin(\lambda\pi)} \tag{4.30}$$

$J_\alpha(x)$ est la fonction de Bessel de première espère et $Y_\alpha(x)$, la fonction de Bessel de second espèce (ou fonction de Neumann).

Les figures 4.15a et 4.15b montrent respectivement les fonctions de Bessels de première et de seconde espèces pour les ordres 0 à 2.



(a) (b)

FIGURE 4.15 – Fonctions de Bessels de première espèce en (a) et de seconde espèce en (b) pour les ordres 0 (trait plein rouge),1 (tirets bleus) et 2 (tirets espacés noirs)

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Liste des publications

Revue scientifique à comité de lecture

D. Allioux, A. Belarouci, D. Hudson, E. Magi, M. Sinobad, G. Beaudin, A. Michon, N. Singh, R. Orobtchouk, and C. Grillet, "Towards mid-infrared non-linear optics applications of silicon carbide microdisks engineered by lateral under-etching" Photonics Research, vol. 6, issue 5 (2018).

M. Sinobad, C. Monat, B. Luther-Davies, P. Ma, S. Madden, D. J. Moss, A. Mitchell, **D. Allioux**, R. Orobtchouk, S. Boutami, J.-M. Hartmann, J.-M ; Fedeli, and C. Grillet, "Mid-infrared octave spanning supercontinuum generation to 8.5 µm in silicon-germanium waveguides," Optica, vol. 5, Issue 4, p. 360-366 (2018).

L. Carletti, M. Sinobad, P. Ma, Y. Yu, **D. Allioux**, R. Orobtchouk, M. Brun, S. Ortiz, P. Labeye, J. M. Hartmann, S. Nicoletti, S. Madden, B. Luther-Davies, D. J. Moss, C. Monat, and C. Grillet, "Mid-infrared nonlinear optical response of Si-Ge waveguides with ultra-short optical pulses," Opt. Express, vol. 23, no. 25, p. 32202, (2015).

L. Jiang, T. Yin, Z. Dong, M. Liao, S. J. Tan, X. M. Goh, **D. Allioux**, H. Hu, X. Li, J. K. W. Yang, and Z. Shen, "Accurate Modeling of Dark-Field Scattering Spectra of Plasmonic Nanostructures," ACS Nano, vol. 9, no. 10, pp. 10039–10046, (2015).

L. Jiang, T. Yin, Z. Dong, H. Hu, M. Liao, **D. Allioux**, S. J. Tan, X. M. Goh, X. Li, J. K. W. Yang, and Z. Shen, "Probing Vertical and Horizontal Plasmonic Resonant States in the Photoluminescence of Gold Nanodisks," ACS Photonics, vol. 2, no. 8, pp. 1217–1223, (2015).

Participation à des conférences internationales

M. Sinobad, P. Ma, B. Luther-Davies, **D. Allioux**, R. Orobtchouk, D. J. Moss, S. Madden, S. Boutami, J. Fedeli, C. Monat, and C. Grillet, "Dispersion engineered air-clad SiGe waveguides with low propagation loss in the mid-infrared," in 2017 European Conference on Lasers and Electro-Optics and European Quantum Electronics Conference, paper CD_14_4 (2017).

B. Luther-Davies, Y. Yu, N. Singh, M. Sinobad, L. Carletti, P. Ma, S. Madden, D. Choi, X. Gai, R. Wang, Z. Yang, **D. Allioux**, R. Orobtchouk, D. J. Moss, S. Boutami, J.-M.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Fedeli, C. Monat, C. Grillet, D. Hudson, S. Jackson, A. Reid, S. Duval, S. Palomba, and B. Eggleton, "Waveguides for Nonlinear Optics in the Mid-Infrared" in Advanced Photonics 2017, OSA, paper ITh1B.3, (2017).

D. Allioux, A. Belarouci, E. Magï, D. Hudson, G. Beaudin, A. Michon, and C. Grillet, "Thermo-Optic Characterization of Silicon Carbide Microdisks for Infrared Applications," CLEO/Europe-EQEC (2017), vol. CE-5.3, (2017).

D. Allioux, A. Belarouci, D. Hudson, N. Singh, E. Magi, G. Beaudin, A. Michon, R. Orobtchouk, and C. Grillet, "Silicon Carbide Microdisk on Silicon Pillar Probed by Evanescent Coupling," Conf. Lasers Electro-Optics, OSA Tech. Dig. (Optical Soc. Am. 2016), vol. SF2P.1, (2016).

L. Carletti, C. Blanchard, **D. Allioux**, C. Monat, R. Orobtchouk, P. Rojo-Romeo, Z. Lin, C. Jamois, J. L. Leclercq, P. Viktorovitch, X. Letartre, C. Grillet, M. Brun, S. Ortiz, P. Labeye, S. Nicoletti, P. Ma, Y. Yu, B. Luther-Davies, D. Hudson, S. Madden, M. Sinobab, and D. J. Moss, "Mid-infrared integrated photonics on a SiGe platform," 2015 Opto-Electronics Commun. Conf. OECC 2015, no. June, (2015).

L. Carletti, **D. Allioux**, P. Ma, Y. Yu, B. Luther-Davies, S. Madden, D. Hudson, M. Sinobad, D. J. Moss, M. Brun, S. Ortiz, P. Labeye, S. Nicoletti, R. Orobtchouk, C. Monat, and C. Grillet, "Mid-infrared nonlinear optics in SiGe waveguides," 2015 IEEE Summer Top. Meet. Ser. SUM 2015, no. July, pp. 59–60, (2015).

Participation à des conférences Nationales

D. Allioux, A. Belarouci, D. Hudson, N. Singh, E. Magi, G. Beaudin, A. Michon, R. Orobtchouk, and C. Grillet, "Silicon Carbide Microdisk on Silicon Pillar Probed by Evanescent Coupling" GDR NanoterraMir (2016).

D. Allioux, A. Belarouci, D. Hudson, N. Singh, E. Magi, G. Beaudin, A. Michon, R. Orobtchouk, and C. Grillet "Microdisques de Carbure de Silicium sur Pilier de Silicium sondés par couplage évanescent", JNOG (2016).

D. Allioux, K.J. Lee, S. Mahmoodian, C. Jamoi1, C. Chevalier, X. Letartre, R. Orobtchouk, C. Grillet, "Couplage en espace libre de cavité à cristaux photonique sur silicium dans le moyen infrarouge", JNOG (2015) - Poster.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

Bibliographie

[1] J. A. Toalá, L. M. Oskinova, A. González-Galán, M. A. Guerrero, R. Ignace, and M. Pohl, "X-ray Observations of Bow Shocks around Runaway O Stars. The case of zeta Oph and BD+43°3654," arXiv :1602.07805v2 (2016).

[2] C. S. Colley, J. C. Hebden, D. T. Delpy, A. D. Cambrey, R. A. Brown, E. A. Zibik, W. H. Ng, L. R. Wilson, and J. W. Cockburn, "Mid-infrared optical coherence tomography," Review of Scientific Instruments **78** (2007).

[3] Q. Ren, V. Venugopalan, K. Schomacker, T. F. Deutsch, T. J. Flotte, C. a. Puliafito, and R. Birngruber, "Mid-infrared laser ablation of the cornea : a comparative study." Lasers in surgery and medicine **12**, 274–81 (1992).

[4] I. Labbé, J. Huang, M. Franx, G. Rudnick, P. Barmby, E. Daddi, P. G. van Dokkum, G. G. Fazio, N. M. F. Schreiber, A. F. M. Moorwood, H.-W. Rix, H. Röttgering, I. Trujillo, and P. van der Werf, "IRAC Mid-Infrared Imaging of the Hubble Deep Field-South : Star Formation Histories and Stellar Masses of Red Galaxies at z >2," The Astrophysical Journal **624**, L81–L84 (2005).

[5] N. S. Prasad, "Optical communications in the mid-wave IR spectral band," Journal of Optical and Fiber Communications Reports **2**, 558–602 (2005).

[6] C. S. Brian, *Fundamentals of Fourier Transform Infrared Spectroscopy,* (2012), 2nd ed.

[7] J. Faist, F. Capasso, D. Sivco, C. Sirtori, A. Hutchinson, and A. Cho, "Quantum cascade laser," Science **264**, 553–556 (1994).

[8] I. A. N. C. Oddington, N. A. N. Ewbury, and W. I. S. Wann, "Dual-comb spectroscopy," Optica **3** (2016).

[9] A. Hugi, G. Villares, S. Blaser, H. C. Liu, and J. Faist, "Mid-infrared frequency comb based on a quantum cascade laser," Nature **492**, 229–233 (2012).

[10] L. Bizet, R. Vallon, B. Parvitte, M. Brun, G. Maisons, M. Carras, and V. Zeninari, "Multi-gas sensing with quantum cascade laser array in the mid-infrared region," Applied Physics B : Lasers and Optics **123**, 2–7 (2017).

[11] C. Gmachl, F. Capasso, D. L. Sivco, and A. Y. Cho, "Recent progress in quantum cascade lasers and applications," Reports on Progress in Physics **64**, 1533–1601 (2001).

[12] M. J. Baker, J. Trevisan, P. Bassan, R. Bhargava, H. J. Butler, K. M. Dorling, P. R. Fielden, S. W. Fogarty, N. J. Fullwood, K. A. Heys, C. Hughes, P. Lasch, P. L. Martin-Hirsch, B. Obinaju, G. D. Sockalingum, J. Sulé-Suso, R. J. Strong, M. J. Walsh, B. R. Wood, P. Gardner, and F. L. Martin, "Using Fourier transform IR spectroscopy to analyze biological materials," Nature Protocols **9**, 1771–1791 (2014).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

[13] L. Carletti, "Photonique intéegrée nonlinéaire sur plate-formes CMOS compatibles pour applications du proche au moyen infrarouge," Ph.D. thesis, Ecole Centrale de Lyon (2015).

[14] L. Carletti, P. Ma, Y. Yu, B. Luther-Davies, D. Hudson, C. Monat, R. Orobtchouk, S. Madden, D. J. Moss, M. Brun, S. Ortiz, P. Labeye, S. Nicoletti, and C. Grillet, "Nonlinear optical response of low loss silicon germanium waveguides in the mid-infrared," Optics Express **23**, 8261 (2015).

[15] L. Carletti, M. Sinobad, P. Ma, Y. Yu, D. Allioux, R. Orobtchouk, M. Brun, S. Ortiz, P. Labeye, J. M. Hartmann, S. Nicoletti, S. Madden, B. Luther-Davies, D. J. Moss, C. Monat, and C. Grillet, "Mid-infrared nonlinear optical response of Si-Ge waveguides with ultra-short optical pulses," Optics Express **23**, 32202 (2015).

[16] M. Sinobad, P. Ma, B. Luther-davies, D. Allioux, R. Orobtchouk, D. J. Moss, U. D. Lyon, and N. D. Lyon, "Dispersion engineered air-clad SiGe waveguides with low propagation loss in the mid-infrared," CLEO/Europe-EQEC (2017) **497**, 69131 (2017).

[17] M. Sinobad, C. Monat, B. Luther-davies, P. Ma, S. Madden, D. J. Moss, A. Mitchell, D. Allioux, R. Orobtchouk, S. Boutami, J.-M. Hartmann, J.-M. Fedeli, and C. Grillet, "Mid-infrared octave spanning supercontinuum generation to 8.5 μm in silicon-germanium waveguides," Optica **5**, 360 (2018).

[18] R. Soref, "Mid-infrared photonics in silicon and germanium," Nature Photonics **4**, 495–497 (2010).

[19] N. Singh, D. D. Hudson, Y. Yu, C. Grillet, S. D. Jackson, A. Casas-Bedoya, A. Read, P. Atanackovic, S. G. Duval, S. Palomba, B. Luther-Davies, S. Madden, D. J. Moss, and B. J. Eggleton, "Midinfrared supercontinuum generation from 2 to 6 μm in a silicon nanowire," Optica **2**, 797 (2015).

[20] C. Grillet, L. Carletti, C. Monat, P. Grosse, B. Ben Bakir, S. Menezo, J. M. Fedeli, and D. J. Moss, "Amorphous silicon nanowires combining high nonlinearity, FOM and optical stability," Optics Express **20**, 22609 (2012).

[21] A. Griffith, R. Lau, J. Cardenas, Y. Okawachi, A. Mohanty, R. Fain, Y. H. D. Lee, M. Yu, C. T. Phare, C. B. Poitras, A. L. Gaeta, and M. Lipson, "Silicon-chip mid-infrared frequency comb generation," Nature Communications **6** (2015).

[22] B. Kuyken, T. Ideguchi, S. Holzner, M. Yan, T. W. Hänsch, J. Van Campenhout, P. Verheyen, S. Coen, F. Leo, R. Baets, G. Roelkens, and N. Picqué, "An octave-spanning mid-infrared frequency comb generated in a silicon nanophotonic wire waveguide." Nature communications **6**, 6310 (2015).

[23] C. Y. Wang, T. Herr, P. Del'Haye, A. Schliesser, J. Hofer, R. Holzwarth, T. W. Hänsch, N. Picqué, and T. J. Kippenberg, "Mid-infrared optical frequency combs at 2.5 μm based on crystalline microresonators." Nature communications **4**, 1345 (2013).

[24] C. Monat, C. Grillet, M. Collins, A. Clark, J. Schroeder, C. Xiong, J. Li, L. O'Faolain, T. F. Krauss, B. J. Eggleton, and D. J. Moss, "Integrated optical auto-correlator based on third-harmonic generation in a silicon photonic crystal waveguide," Nature communications **5**, 3246 (2014).

[25] X. Gai, Y. Yu, B. Kuyken, P. Ma, S. J. Madden, J. Van Campenhout, P. Verheyen, G. Roelkens, R. Baets, and B. Luther-Davies, "Nonlinear absorption and refraction

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

in crystalline silicon in the mid-infrared," Laser & Photonics Reviews **7**, 1054–1064 (2013).

[26] R. Kitamura, L. Pilon, and M. Jonasz, "Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature," Applied Optics **46**, 8118 (2007).

[27] J. B. Casady and R. W. Johnson, "Status of silicon carbide (SiC) as a wide-bandgap semiconductor for high-temperature applications : A review," Solid-State Electronics **39**, 1409–1422 (1996).

[28] X. Lu, J. Y. Lee, S. Rogers, and Q. Lin, "Optical Kerr nonlinearity in a high-Q silicon carbide microresonator," Optics Express **22**, 30826–30832 (2014).

[29] H. Sato, M. Abe, I. Shoji, J. Suda, and T. Kondo, "Accurate measurements of second-order nonlinear optical coefficients of 6H and 4H silicon carbide," J. Opt. Soc. Am. B **26**, 1892–1896 (2009).

[30] J. Cardenas, M. Yu, Y. Okawachi, C. B. Poitras, R. K. W. Lau, A. Dutt, , A. L. Gaeta, and M. Lipson, "Optical nonlinearities in high-confinement silicon carbide waveguides," Optics Letters **40**, 4138–4141 (2015).

[31] S. Yamada, B.-s. Song, J. Upham, T. Asano, Y. Tanaka, and S. Noda, "Suppression of multiple photon absorption in a SiC photonic crystal nanocavity operating at 1.55 μm," Optics Express **20**, 14789 (2012).

[32] S. Wang, M. Zhan, G. Wang, H. Xuan, W. Zhang, C. Liu, C. Xu, Y. Liu, Z. Wei, and X. Chen, "4H-SiC : A new nonlinear material for midinfrared lasers," Laser and Photonics Reviews **7**, 831–838 (2013).

[33] F. Martini and A. Politi, "Four wave mixing in 3C SiC Ring Resonators," ArXiv **1707.03645** (2017).

[34] T. Herr, V. Brasch, J. D. Jost, I. Mirgorodskiy, G. Lihachev, M. L. Gorodetsky, and T. J. Kippenberg, "Mode Spectrum and Temporal Soliton Formation in Optical Microresonators," Physical Review Letters **113**, 1–6 (2014).

[35] S. Matsuo and T. Segawa, "Microring-resonator-based widely tunable lasers," IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics **15**, 545–554 (2009).

[36] D. Liang, X. Huang, G. Kurczveil, M. Fiorentino, and R. G. Beausoleil, "Integrated finely tunable microring laser on silicon," Nature Photonics **10**, 719–722 (2016).

[37] I. S. Grudinin, L. Baumgartel, and N. Yu, "Frequency comb from a microresonator with engineered spectrum," Optics Express **20**, 6604–6609 (2012).

[38] A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, T. J. Kippenberg, P. Del'Haye, and P. D. Haye, "Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator." Nature **450**, 1214–1217 (2007).

[39] W. Liang, A. a. Savchenkov, V. S. Ilchenko, D. Eliyahu, D. Seidel, A. B. Matsko, and L. Maleki, "Generation of a coherent near-infrared Kerr frequency comb in a monolithic microresonator with normal GVD," Optics Letters **39**, 2920 (2014).

[40] M. A. Forster, J. S. Levy, O. Kuzucu, K. Saha, M. Lipson, and A. L. Gaeta, "Silicon-based monolithic optical frequency comb source," Optics Express **19**, 37–40 (2009).

[41] X. Xue, Y. Xuan, Y. Liu, P.-H. Wang, S. Chen, J. Wang, D. E. Leaird, M. Qi, and A. M. Weiner, "Mode-locked dark pulse Kerr combs in normal-dispersion microresonators," Nature Photonics **9**, 594–600 (2015).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

[42] K. Amarnath, S. Member, R. Grover, and S. Kanakaraju, "Electrically Pumped InGaAsP – InP Microring Optical Amplifiers and Lasers With Surface Passivation," Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2005) **CThR2**, 2280–2282 (2005).

[43] C. Y. Chao and L. J. Guo, "Biochemical sensors based on polymer microrings with sharp asymmetrical resonance," Applied Physics Letters **83**, 1527–1529 (2003).

[44] J. Ward and O. Benson, "WGM microresonators : Sensing, lasing and fundamental optics with microspheres," Laser and Photonics Reviews **5**, 553–570 (2011).

[45] B. E. Little and J.-P. Laine, "Surface-roughness-induced contradirectional coupling in ring and disk resonators," Optics Letters **22**, 4–6 (1997).

[46] B. E. Little, J. S. Foresi, G. Steinmeyer, E. R. Thoen, S. T. Chu, H. a. Haus, E. P. Ippen, L. C. Kimerling, and W. Greene, "Ultra-Compact Si–SiO2 Microring Resonator Optical Channel Dropping Filters," IEEE Photonics Technology Letters **10**, 549–551 (1998).

[47] Z. Qiang, W. Zhou, and R. a. Soref, "Optical add-drop filters based on photonic crystal ring resonators," Optics Express **15**, 1823 (2007).

[48] E. J. Klein, D. H. Geuzebroek, H. Kelderman, G. Sengo, N. Baker, and A. Driessen, "Reconfigurable optical add-drop multiplexer using microring resonators," IEEE Photonics Technology Letters **17**, 2358–2360 (2005).

[49] A. Vörckel, M. Mönster, W. Henschel, P. Haring Bolivar, and H. Kurz, "Asymmetrically coupled silicon-on-insulator microring resonators for compact add-drop multiplexers," IEEE Photonics Technology Letters **15**, 921–923 (2003).

[50] S. T. Chu, B. E. Little, W. Pan, T. Kaneko, S. Sato, and Y. Kokubun, "Eight-channel add-drop filter using vertically coupled microring resonators over a cross grid," IEEE Photonics Technology Letters **11**, 691–693 (1999).

[51] V. R. Almeida, C. A. Barrios, R. R. Panepucci, and M. Lipson, "All-optical control of light on a silicon chip," Nature **431**, 1081–1084 (2004).

[52] H. Wen, O. Kuzucu, T. G. Hou, M. Lipson, and A. L. Gaeta, "All-optical switching of a single resonance in silicon ring resonators," Optics Letters **36**, 1413–1415 (2011).

[53] Y. H. Wen, O. Kuzucu, M. Fridman, A. L. Gaeta, L. W. Luo, and M. Lipson, "All-optical control of an individual resonance in a silicon microresonator," Physical Review Letters **108**, 1–5 (2012).

[54] R. Ji, L. Yang, L. Zhang, Y. Tian, J. Ding, H. Chen, Y. Lu, P. Zhou, and W. Zhu, "Microring-resonator-based four-port optical router for photonic networks-on-chip Ruiqiang," Optics Express **19**, 20258 (2011).

[55] T. A. Ibrahim, R. Grover, L.-C. Kuo, S. Kanakaraju, L. C. Calhoun, and P.-T. Ho, "All-optical AND/NAND logic gates using semiconductor microresonators," IEEE Photon. Technol. Lett. **15**, 1422–1424 (2003).

[56] Q. Xu and M. Lipson, "All-optical logic based on silicon micro-ring resonators," Optics Express **15**, 924 (2007).

[57] M. Arif, I. Sadegh, C. Teeka, J. Ali, and P. P. Yupapin, "All-optical logic XOR / XNOR gate operation using microring and nanoring resonators," Physics Express **1**, 15–22 (2011).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

[58] P. P. Yupapin and W. Suwancharoen, "Chaotic signal generation and cancellation using a micro ring resonator incorporating an optical add/drop multiplexer," Optics Communications **280**, 343–350 (2007).

[59] K. J. Vahala, "Optical microcavities," Nature **424**, 839–846 (2003).

[60] C. Koos, L. Jacome, C. G. Poulton, J. Leuthold, and W. Freude, "Nonlinear silicon-on-insulator waveguides for all-optical signal processing," Optics Express **15**, 5524–5534 (2007).

[61] C. Monat, M. Ebnali-Heidari, C. Grillet, B. Corcoran, B. J. Eggleton, T. P. White, L. O'Faolain, J. Li, and T. F. Krauss, "Four-wave mixing in slow light engineered silicon photonic crystal waveguides." Optics express **18**, 22915–22927 (2010).

[62] R. Terawaki, Y. Takahashi, M. Chihara, Y. Inui, and S. Noda, "Ultrahigh-Q photonic crystal nanocavities in wide optical telecommunication bands," Optics Express **20**, 22743 (2012).

[63] H. Sekoguchi, Y. Takahashi, T. Asano, and S. Noda, "Photonic crystal nanocavity with a Q-factor of ˜9 million," Optics Express **22**, 916 (2014).

[64] E. Marcatilli, "Bends in optical dielectric waveguides," B.S.T.J. **48**, 2103–2132 (1969).

[65] H. Weber and R. Ulrich, "A Thin Film Ring Laser," Applied Physics Letters **19** (1971).

[66] R. Ulrich and H. P. Weber, "Unidirectional Thin Film Ring Laser," Applied Physics Letters **20**, 38–40 (1972).

[67] L. F. Stokes, M. Chodorow, and H. J. Shaw, "All-single-mode fiber resonator," Optics Letters **7**, 288 (1982).

[68] M. L. Gorodetsky, a. a. Savchenkov, and V. S. Ilchenko, "Ultimate Q of optical microsphere resonators." Optics letters **21**, 453–455 (1996).

[69] W. Bogaerts, P. De Heyn, T. Van Vaerenbergh, K. De Vos, S. Kumar Selvaraja, T. Claes, P. Dumon, P. Bienstman, D. Van Thourhout, and R. Baets, "Silicon microring resonators," Laser & Photonics Reviews **6**, 47–73 (2012).

[70] X. Lu, J. Y. Lee, P. X.-L. Feng, and Q. Lin, "Silicon carbide microdisk resonator." Optics letters **38**, 1304–6 (2013).

[71] A. Gondarenko, J. S. Levy, and M. Lipson, "High confinement micron-scale silicon nitride high Q ring resonator," Optics Express **17**, 11366 (2009).

[72] A. Melloni, R. Costa, P. Monguzzi, and M. Martinelli, "Ring-resonator filters in silicon oxynitride technology for dense wavelength-division multiplexing systems." Optics Letters **28**, 1567–9 (2003).

[73] P. Rabiei and W. H. Steier, "Micro-ring resonators using polymer materials," Lasers and Electro-Optics Society, 2001. LEOS 2001. The 14th Annual Meeting of the IEEE **14** (2001).

[74] P. Del'Haye, T. Herr, E. Gavartin, R. Holzwarth, and T. J. Kippenberg, "Octave Spanning Frequency Comb on a Chip," arXiv :0912.4890v1 pp. 1–6 (2009).

[75] M. K. Chin, C. Youtsey, W. Zhao, T. Pierson, Z. Ren, S. L. Wu, L. Wang, Y. G. Zhao, and S. T. Ho, "GaAs microcavity channel-dropping filter based on a race-track resonator," IEEE Photonics Technology Letters **11**, 1620–1622 (1999).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

[76] J. M. Steinke and a. P. Shepherd, "Comparison of Mie theory and the light scattering of red blood cells." Applied optics **27**, 4027–4033 (1988).

[77] J. D. Wilson and T. H. Foster, "Mie theory interpretations of light scattering from intact cells." Optics Letters **30**, 2442–2444 (2005).

[78] L. Rayleigh, "CXII. The problem of the whispering gallery," Philosophical Magazine Series 6 **20**, 1001–1004 (1910).

[79] L. Rayleigh, "Further applications of Bessel's Functions of high order to the whispering gallery and allied problems," Philosophical Magazine **1123**, 100–109 (1914).

[80] G. Mie, "Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen," Annalen der Physik **330**, 377–445 (1908).

[81] P. Debye, "Der Lichtdruck auf Kugeln von beliebigem Material," Annalen der Physik **335**, 57–136 (1909).

[82] R. D. Richtmyer, "Dielectric resonators," Journal of Applied Physics **10**, 391–398 (1939).

[83] C. G. B. Garrett, W. Kaiser, and W. L. Bond, "Stimulated emission into optical whispering modes of spheres," Physical Review **124**, 1807–1809 (1961).

[84] P. Walsh and G. Kemeny, "Laser operation without spikes in a ruby ring," Journal of Applied Physics **34**, 956–957 (1963).

[85] P. Chylek, V. Ramaswamy, A. Ashkin, and J. M. Dziedzic, "Simultaneous determination of refractive index and size of spherical dielectric particles from light scattering data," Applied Optics **22**, 2302 (1983).

[86] S. C. Hill, C. K. Rushforth, R. E. Benner, and P. R. Conwell, "Sizing dielectric spheres and cylinders by aligning measured and computed resonance locations : algorithm for multiple orders." Applied optics **24**, 2380–2390 (1985).

[87] R. E. Benner, P. W. Barber, J. F. Owen, and R. K. Chang, "Observation of structure resonances in the fluorescence-spectra from microspheres," Physical Review Letters **44**, 475–478 (1980).

[88] S.-X. Qian, J. B. Snow, and R. K. Chang, "Coherent Raman mixing and coherent anti-Stokes Raman scattering from individual micrometer-size droplets," Optics letters **10**, 499–501 (1985).

[89] J. B. Snow, S.-X. Qian, and R. K. Chang, "Stimulated Raman scattering from individual water and ethanol droplets at morphology-dependent resonances," Optics Letters **10**, 37 (1985).

[90] H. B. Lin, a. L. Huston, B. L. Justus, and a. J. Campillo, "Some characteristics of a droplet whispering-gallery-mode laser." Optics letters **11**, 614–616 (1986).

[91] "Chapter 3 Conformal Mapping Technique," pp. 33–59.

[92] F. Vollmer and S. Arnold, "Whispering-gallery-mode biosensing : label-free detection down to single molecules," Nature Methods **5**, 591–596 (2008).

[93] V. B. Braginsky, M. L. Gorodetsky, and V. S. Ilchenko, "Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering-gallery modes," Physics Letters A **137**, 393–397 (1989).

[94] J. E. Heebner, "Nonlinear Optical Whispering Gallery Microresonators for Photonics," Ph.D. thesis, University of Rochester Rochester,Rochester, New York (2003).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

[95] T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala, "Kerr-nonlinearity optical parametric oscillation in an ultrahigh-Q toroid microcavity," Physical Review Letters **93**, 18–21 (2004).

[96] J. U. Fürst, D. V. Strekalov, D. Elser, A. Aiello, U. L. Andersen, C. Marquardt, and G. Leuchs, "Quantum Light from a Whispering-Gallery-Mode Disk Resonator," Physical Review Letters **106**, 1–4 (2011).

[97] L. He, S. K. Özdemir, and L. Yang, "Whispering gallery microcavity lasers," Laser and Photonics Reviews **7**, 60–82 (2013).

[98] P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, L. Zhang, E. Hu, and A. Imamoglu, "A quantum dot single-photon turnstile device." Science **290**, 2282–5 (2000).

[99] V. S. Ilchenko and M. L. Gorodetsky, "Thermal nonlinear effects in optical whispering gallery microresonators," Laser Physics **2** (1992).

[100] H. C. Tapalian, J. P. Laine, and P. A. Lane, "Thermooptical switches using coated microsphere resonators," IEEE Photonics Technology Letters **14**, 1118–1120 (2002).

[101] G. Anetsberger, R. Rivière, A. Sehliesser, O. Arcizer, and T. J. Kippenberg, "Ultralow dissipation optomechanical resonators on a chip," Nature Photonics **2**, 627–633 (2008).

[102] G. C. Righini, Y. Dumeige, P. Féron, M. Ferrari, G. N. Conti, D. Ristic, and S. Soria, "Whispering Gallery Mode microresonators : Fundamentals and applications," Rivista del Nuovo Cimento **34**, 435–488 (2011).

[103] A. B. Matsko, A. A. Savchenkov, D. Strekalov, and L. Maleki, "Whispering gallery resonators for studying orbital angular momentum of a photon," Physical Review Letters **95** (2005).

[104] J. Heebner, R. Grover, and T. A. Ibrahim, *Optical Microresonators,* (Springer, 2008).

[105] L. G. Guimarães and H. M. Nussenzveig, "Theory of Mie resonances and ripple fluctuations," Optics Communications **89**, 363–369 (1992).

[106] W. W. Hansen, "A new type of expansion in radiation problems," Physical Review **47**, 139–143 (1935).

[107] W. W. Hansen, "Transformations useful in certain antenna calculations," Journal of Applied Physics **8**, 282–286 (1937).

[108] F. Treussart, "Etude expérimentale de l'effet laser dans des microsphères de silice dopées avec des ions neodyme," Ph.D. thesis, 'Université Pierre et Marie Curie (1997).

[109] S. Trebao, "Études expérimentales des propriétés dispersives de structures photoniques à base pour la réalisation de fonctions optiques," Ph.D. thesis, Université de Rennes 1 (2010).

[110] M. Masi, R. Orobtchouk, G. Fan, J.-m. Fedeli, and L. Pavesi, "Towards a Realistic Modelling of Ultra-Compact Racetrack Resonators," Journal of Lightwave Technology **28**, 3233–3242 (2010).

[111] M. Heiblum and J. H. Harris, "Analysis of Curved Optical Waveguides by Conformal Transmation," IEEE Journal of Quantum Electronics **QE-11**, 75–83 (1975).

[112] L. Xu and H. Chen, "Conformal transformation optics," Nature Photonics **9**, 15–23 (2014).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

[113] A. F. J. Levi, R. E. Slusher, S. L. McCall, J. L. Glass, S. J. Pearton, and R. A. Logan, "Directional light coupling from microdisk lasers," Applied Physics Letters **62**, 561–563 (1993).

[114] C. Gmachl, F. Capasso, E. E. Narimanov, J. U. Noeckel, a. D. Stone, J. Faist, D. L. Sivco, and A. Y. Cho, "High-Power Directional Emission from Microlasers with Chaotic Resonators," Science **5**, 1556–1564 (1998).

[115] S. Lacey and H. L. Wang, "Directional emission from whispering-gallery modes in deformed fused-silica microspheres," Optics Letters **26**, 1943–1945 (2001).

[116] G. D. Chern, H. E. Tureci, A. Douglas Stone, R. K. Chang, M. Kneissl, and N. M. Johnson, "Unidirectional lasing from InGaN multiple-quantum-well spiral-shaped micropillars," Applied Physics Letters **83**, 1710–1712 (2003).

[117] X. F. Jiang, Y. F. Xiao, C. L. Zou, L. He, C. H. Dong, B. B. Li, Y. Li, F. W. Sun, L. Yang, and Q. Gong, "Highly unidirectional emission and ultralow-threshold lasing from on-chip ultrahigh-Q microcavities," Advanced Materials **24**, 1–5 (2012).

[118] Q. J. Wang, C. Yan, N. Yu, J. Unterhinninghofen, J. Wiersig, C. Pflugl, L. Diehl, T. Edamura, M. Yamanishi, H. Kan, and F. Capasso, "Whispering-gallery mode resonators for highly unidirectional laser action," Proceedings of the National Academy of Sciences **107**, 22407–22412 (2010).

[119] C. Liu, a. D. Falco, D. Molinari, Y. Khan, B. Ooi, T. Krauss, and a. Faratalocchi, "Enhanced energy storage in chaotic optical resonators," Nature Photonics **7**, 1–6 (2013).

[120] A. Y. Piggott, J. Lu, K. G. Lagoudakis, J. Petykiewicz, T. M. Babinec, and J. Vučković, "Inverse design and demonstration of a compact and broadband on-chip wavelength demultiplexer," Nature Photonics **9**, 374–377 (2015).

[121] C. Arnaud, "Etude de fonctions actives et/ou passives à base de microrésonateurs à modes de galerie," Ph.D. thesis, Rrennes I (2004).

[122] M. L. Gorodetsky, A. D. Pryamikov, and V. S. Ilchenko, "Rayleigh scattering in high-Q microspheres," J. Opt. Soc. Am. B **17**, 1051–1057 (2000).

[123] M. Borselli, T. Johnson, and O. Painter, "Beyond the Rayleigh scattering limit in high-Q silicon microdisks : theory and experiment." Optics express **13**, 1515–1530 (2005).

[124] Y. M. Liu and P. R. Prucnal, "Low-Loss Silicon Carbide Optical Waveguides for Silicon-Based Optoelectronic Devices," IEEE Photonics Technology Letters **5**, 704–707 (1993).

[125] G. Agrawal, *Nonlinear fiber optics,* (2007).

[126] X. Song, J. F. Michaud, F. Cayrel, M. Zielinski, M. Portail, T. Chassagne, E. Collard, and D. Alquier, "Evidence of electrical activity of extended defects in 3C-SiC grown on Si," Applied Physics Letters **96**, 1–3 (2010).

[127] a. L. Smith, "The Coblentz Society Desk Book of Infrared Spectra," (1982).

[128] T. Aoki, B. Dayan, E. Wilcut, W. P. Bowen, A. S. Parkins, T. J. Kippenberg, K. J. Vahala, and H. J. Kimble, "Observation of strong coupling between one atom and a monolithic microresonator," Nature **443**, 671–674 (2006).

[129] J. Zhu, S. K. Ozdemir, Y. F. Xiao, L. Li, L. He, D. R. Chen, and L. Yang, "On-chip single nanoparticle detection and sizing by mode splitting in an ultrahigh-Q microresonator," Nature Photonics **4**, 46–49 (2010).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

[130] S. M. Spillane, T. J. Kippenberg, K. J. Vahala, K. W. Goh, E. Wilcut, and H. J. Kimble, "Ultrahigh-Q toroidal microresonators for cavity quantum electrodynamics," Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics **71**, 1–10 (2005).

[131] C. Manolatou, M. J. Khan, S. Fan, P. R. Villeneuve, H. A. Haus, L. Fellow, and J. D. Joannopoulos, "Coupling of Modes Analysis of Resonant Channel Add – Drop Filters," IEEE Journal of Quantum Electronics **35**, 1322–1331 (1999).

[132] M. Cai, O. Painter, and K. J. Vahala, "Observation of Critical Coupling in a Fiber Taper to a Silica-Microsphere Whispering-Gallery Mode System," Department of Applied Physics **85**, 74–77 (2000).

[133] S. M. Spillane, T. J. Kippenberg, O. J. Painter, and K. J. Vahala, "Ideality in a fiber-taper-coupled microresonator system for application to cavity quantum electrodynamics." Physical review letters **91**, 043902 (2003).

[134] M. H. P. Pfeiffer, J. Liu, M. Geiselmann, A. Kordts, V. Brasch, M. Karpov, H. Guo, and T. J. Kippenberg, "Coupling Ideality of Integrated Silicon Nitride Microresonators for Nonlinear Photonics," Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2016) **STu4Q.6** (2016).

[135] S. Ramelow, A. Farsi, S. Clemmen, J. S. Levy, A. R. Johnson, Y. Okawachi, M. R. E. Lamont, M. Lipson, and A. L. Gaeta, "Strong polarization mode coupling in microresonators," Optics letters **39**, 5134–5137 (2014).

[136] Y. Liu, Y. Xuan, X. Xue, P.-H. Wang, S. Chen, A. J. Metcalf, J. Wang, D. E. Leaird, M. Qi, and A. M. Weiner, "Investigation of mode coupling in normal-dispersion silicon nitride microresonators for Kerr frequency comb generation," Optica **1**, 137 (2014).

[137] Q. Li, T. Wang, Y. Su, M. Yan, and M. Qiu, "Coupled mode theory analysis of mode-splitting in coupled cavity system." Optics express **18**, 8367–8382 (2010).

[138] F. Morichetti, A. Canciamilla, M. Martinelli, A. Samarelli, R. M. De La Rue, M. Sorel, and A. Melloni, "Coherent backscattering in optical microring resonators," Applied Physics Letters **96**, 2010–2013 (2010).

[139] X. Yi, Y. F. Xiao, Y. C. Liu, B. B. Li, Y. L. Chen, Y. Li, and Q. Gong, "Multiple-Rayleigh-scatterer-induced mode splitting in a high-Q whispering-gallery-mode microresonator," Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics **83** (2011).

[140] M. Kuznetsov and H. A. Haus, "Radiation Loss in Dielectric Waveguide Structures by the Volume Current Method," IEEE Journal of Quantum Electronics **19**, 1505–1514 (1983).

[141] B. E. Little and S. T. Chu, "Estimating surface-roughness loss and output coupling in microdisk resonators," Optics Letters **21**, 1390–1392 (1996).

[142] S. Wang, K. Broderick, H. Smith, and Y. Yi, "Strong coupling between on chip notched ring resonator and nanoparticle," Applied Physics Letters **97** (2010).

[143] T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala, "Modal coupling in traveling-wave resonators," Optics Letters **27**, 1669 (2002).

[144] X. Xue, Y. Xuan, P. H. Wang, Y. Liu, D. E. Leaird, M. Qi, and A. M. Weiner, "Normal-dispersion microcombs enabled by controllable mode interactions," Laser and Photonics Reviews **9**, L23–L28 (2015).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

[145] W. Lui, T. Hirono, K. Yokayama, and W.-P. Huang, "Polarization Rotation in Semiconductor Bending waveguides : Coupled-Mode Theory Formulation," Journal of Lightwave Technology **16**, 929–936 (1998).

[146] S. S. Obayya, B. M. Rahman, K. T. Grattan, and H. A. El-Mikati, "Beam propagation modeling of polarization rotation in deeply etched semiconductor bent waveguides," IEEE Photonics Technology Letters **13**, 681–683 (2001).

[147] N. Somasiri, B. M. A. Rahman, and S. Member, "Polarization Crosstalk in High Index Contrast Planar Silica Waveguides With Slanted Sidewalls," Journal of Lightwave Technology **21**, 54–60 (2003).

[148] W. Weng and A. N. Luiten, "Mode-interactions and polarization conversion in a crystalline microresonator," Optics Letters **40**, 5431–5434 (2015).

[149] A. Melloni, F. Morichetti, and M. Martinelli, "Polarization conversion in ring resonator phase shifters," Optics Letters **29**, 2785–2787 (2004).

[150] G. Kozyreff, J. L. Dominguez Juarez, and J. Martorell, "Whispering-gallery-mode phase matching for surface second-order nonlinear optical processes in spherical microresonators," Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics **77** (2008).

[151] M. Li, X. Wu, L. Liu, and L. Xu, "Kerr parametric oscillations and frequency comb generation from dispersion compensated silica micro-bubble resonators," Optics Express **21**, 3398–3400 (2013).

[152] J. U. Fürst, D. V. Strekalov, D. Elser, A. Aiello, U. L. Andersen, C. Marquardt, and G. Leuchs, "Low-threshold optical parametric oscillations in a whispering gallery mode resonator," Physical Review Letters **263904**, 2–5 (2010).

[153] T. Herr, J. Riemensberger, C. Wang, K. Hartinger, E. Gavartin, R. Holzwarth, M. L. Gorodetsky, and T. J. Kippenberg, "Universal Dynamics of Kerr Frequency Comb Formation in Microresonators," nature **6** (2012).

[154] N. Vukovic, N. Healy, F. H. Suhailin, P. Mehta, T. D. Day, J. V. Badding, and a. C. Peacock, "Ultrafast optical control using the Kerr nonlinearity in hydrogenated amorphous silicon microcylindrical resonators." Scientific reports **3**, 2885 (2013).

[155] V. S. Ilchenko and A. B. Matsko, "Optical resonators with whispering-gallery modes - Part II : Applications," IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics **12**, 15–32 (2006).

[156] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics,* (Academic Press, Elservier Science, San Diego, 2008), 3rd ed.

[157] J. Leuthold, C. Koos, and W. Freude, "Nonlinear silicon photonics," Nature Photonics **4**, 535–544 (2010).

[158] D. Milam, "Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica," Applied Optics **37**, 546 (1998).

[159] F. De Leonardis, B. Troia, R. A. Soref, and V. M. N. Passaro, "Dispersion of nonresonant third-order nonlinearities in Silicon Carbide," Scientific Reports **6**, 32622 (2016).

[160] L. Yin and G. P. Agrawal, "Impact of two-photon absorption on self-phase modulation in silicon waveguides," Optics Letters **32**, 2031 (2007).

[161] H. K. Tsang and Y. Liu, "Nonlinear optical properties of silicon waveguides," Semiconductor Science and Technology **23** (2008).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

[162] A. D. Bristow, N. Rotenberg, and H. M. van Driel, "Two-photon absorption and Kerr coefficients of silicon for 850–2200 nm," Applied Physics Letters **90**, 191104 (2007).

[163] M.-C. Tien, J. F. Bauters, M. J. R. Heck, D. J. Blumenthal, and J. E. Bowers, "Ultra-low loss Si_3N_4 waveguides with low nonlinearity and high power handling capability," Optics Express **18**, 23562 (2010).

[164] C. J. Krückel, A. Fülöp, Z. Ye, P. A. Andrekson, and V. Torres-Company, "Optical bandgap engineering in nonlinear silicon nitride waveguides," Optics Communications **25**, 770–776 (2017).

[165] K. Hammani, M. a. Ettabib, A. Bogris, A. Kapsalis, D. Syvridis, M. Brun, P. Labeye, S. Nicoletti, D. J. Richardson, and P. Petropoulos, "Optical properties of silicon germanium waveguides at telecommunication wavelengths." Optics express **21**, 16690–701 (2013).

[166] A. Simbula, G. A. Rodriguez, M. Menotti, S. D. Pace, S. M. Weiss, M. Galli, M. Liscidini, and D. Bajoni, "Low-power four-wave mixing in porous silicon microring resonators," Applied Physics Letters **021106** (2016).

[167] M. R. E. Lamont, C. M. Sterke, and B. J. Eggleton, "Dispersion engineering of highly nonlinear As2S3 waveguides for parametric gain and wavelength conversion," Opt. Exp **15**, 9458–9463 (2007).

[168] T. Baba, "Slow light in photonic crystals," Nature Photonics pp. 465–473.

[169] J. Joannopoulos, R. Meade, and J. Winn, "Molding the flow of light," Photonic Crystals (1995).

[170] S. Mahmoodian, J. E. Sipe, C. G. Poulton, K. B. Dossou, L. C. Botten, R. C. McPhedran, and C. M. De Sterke, "Double-heterostructure cavities : From theory to design," Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics **86**, 1–15 (2012).

[171] M. Ebnali-Heidari, C. Grillet, C. Monat, and B. J. Eggleton, "Dispersion engineering of slow light photonic crystal waveguides using microfluidic infiltration." Optics express **17**, 1628–1635 (2009).

[172] V. S. Ilchenko, A. a. Savchenkov, A. B. Matsko, and L. Maleki, "Dispersion compensation in whispering-gallery modes." Journal of the Optical Society of America. A, Optics, image science, and vision **20**, 157–162 (2003).

[173] H. Lee, T. Chen, J. Li, K. Y. Yang, S. Jeon, O. Painter, and K. J. Vahala, "Chemically etched ultrahigh-Q wedge-resonator on a silicon chip," Nature Photonics **6**, 369–373 (2012).

[174] S. B. Papp, K. Beha, P. DelHaye, F. Quinlan, H. Lee, K. J. Vahala, and S. A. Diddams, "A microresonator frequency comb optical clock," optica **1**, 10–14 (2014).

[175] K. Y. Yang, K. Beha, D. C. Cole, X. Yi, P. Del'Haye, H. Lee, J. Li, D. Y. Oh, S. A. Diddams, S. B. Papp, and K. J. Vahala, "Broadband dispersion-engineered microresonator on a chip," Nature Photonics **10**, 316–320 (2016).

[176] P. P. Absil, J. V. Hryniewicz, B. E. Little, P. S. Cho, R. a. Wilson, L. G. Joneckis, and P. T. Ho, "Wavelength conversion in GaAs micro-ring resonators." Optics letters **25**, 554–556 (2000).

[177] Official Website of Nobel Prize, "https ://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2005/," (2005).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

[178] C. Gohle, T. Udem, M. Herrmann, J. Rauschenberger, R. Holzwarth, H. A. Schuessler, F. Krausz, and T. W. Hänsch, "A frequency comb in the extreme ultraviolet," Nature **436**, 234–237 (2005).

[179] F. Keilmann, C. Gohle, and R. Holzwarth, "Time-domain mid-infrared frequency-comb spectrometer." Optics letters **29**, 1542–1544 (2004).

[180] T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, "Optical frequency metrology." Nature **416**, 233–237 (2002).

[181] I. Coddington, W. C. Swann, L. Nenadovic, and N. R. Newbury, "Rapid and precise absolute distance measurements at long range," Nature Photonics **3**, 351–356 (2009).

[182] R. J. Jones, K. D. Moll, M. J. Thorpe, and J. Ye, "Phase-coherent frequency combs in the vacuum ultraviolet via high-harmonic generation inside a femtosecond enhancement cavity," Physical Review Letters **94**, 1–4 (2005).

[183] J. McFerran, E. Ivanov, A. Bartels, G. Wilpers, C. Oates, S. A. Diddams, and L. Hollberg, "Low-noise synthesis of microwave signals from an optical source," Electronics Letters **41** (2008).

[184] C.-H. Li, A. J. Benedick, P. Fendel, A. G. Glenday, F. X. Kärtner, D. F. Phillips, D. Sasselov, A. Szentgyorgyi, and R. L. Walsworth, "A laser frequency comb that enables radial velocity measurements with a precision of 1 cm s-1," Nature **452**, 610–612 (2008).

[185] T. Steinmetz, T. Wilken, C. Araujo-Hauck, R. Holzwarth, T. W. Hansch, L. Pasquini, A. Manescau, S. D'Odorico, M. T. Murphy, T. Kentischer, W. Schmidt, and T. Udem, "Laser Frequency Combs for Astronomical Observations," Science **321**, 1335–1337 (2008).

[186] T. J. Kippenberg, R. Holzwarth, and S. A. Diddams, "Microresonator-Based Optical Frequency Combs," Science **332**, 555–559 (2011).

[187] A. Schliesser, N. Picqué, and T. W. Hänsch, "Mid-infrared frequency combs," Nature Photonics **6**, 440–449 (2012).

[188] L. Razzari, D. Duchesne, M. Ferrera, R. Morandotti, S. Chu, B. E. Little, and D. J. Moss, "CMOS-compatible integrated optical hyper-parametric oscillator," Nature Photonics **4**, 41–45 (2010).

[189] J. S. Levy, A. Gondarenko, M. A. Foster, A. C. Turner-Foster, A. L. Gaeta, and M. Lipson, "CMOS-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects," Nature Photonics **4**, 37–40 (2010).

[190] A. K. Schliesser, "Cavity Optomechanics and Optical Frequency Comb Generation with Silica Whispering-Gallery-Mode Microresonators," Ph.D. thesis, Ludwig Maximilians Universitat Munchen (2009).

[191] L. A. Lugiato and R. Lefever, "Spatial Dissipative Structures in Passive Optical Systems," Physical Review Letters **58**, 2209–2211 (1987).

[192] S. Coen, H. G. Randle, T. Sylvestre, and M. Erkintalo, "Modeling of octave-spanning Kerr frequency combs using a generalized mean-field Lugiato-Lefever model." Optics letters **38**, 37–9 (2013).

[193] Y. K. Chembo and C. R. Menyuk, "Spatiotemporal Lugiato-Lefever formalism for Kerr-comb generation in whispering-gallery-mode resonators," Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics **87**, 1–4 (2013).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

[194] I. Balakireva, A. Coillet, C. Godey, and Y. K. Chembo, "Stability Analysis of the Lugiato-Lefever Model for Kerr Optical Frequency Combs. Part II : Case of Anomalous Dispersion," arXiv :1308.2539 (2013).

[195] F. Leo, S. Coen, P. Kockaert, S. P. Gorza, P. Emplit, and M. Haelterman, "Temporal cavity solitons in one-dimensional Kerr media as bits in an all-optical buffer," Nature Photonics **4**, 471–476 (2010).

[196] M. Haelterman, S. Trillo, and S. Wabnitz, "Dissipative modulation instability in a nonlinear dispersive ring cavity," Optics Communications **91**, 401–407 (1992).

[197] S. Coen and M. Erkintalo, "Universal scaling laws of Kerr frequency combs." Optics letters **38**, 1790–2 (2013).

[198] T. S. El-Bawab, *Optical Switching,* (Springer, 2006).

[199] M. Gehl, C. Long, D. Trotter, A. Starbuck, A. Pomerene, J. B. Wright, S. Melgaard, J. Siirola, A. L. Lentine, and C. DeRose, "Operation of high-speed silicon photonic micro-disk modulators at cryogenic temperatures," Optica **4**, 374 (2017).

[200] T. Baba, "Slow light in photonic crystals," Nature Photonics **16**, 293–382 (2006).

[201] C. Monat, B. Corcoran, M. Ebnali-Heidari, C. Grillet, B. J. Eggleton, T. P. White, L. O'Faolain, and T. F. Krauss, "Slow light enhancement of nonlinear effects in silicon engineered photonic crystal waveguides," Optics Express **17**, 2944 (2009).

[202] T. F. Krauss, "Why do we need slow light ?" Nature Photonics **2** (2008).

[203] C. J. Bottcher, *Theory of electric Polarization,* (Elsevier Science, 1973).

[204] E. E. Havinga, "the Temperature Dependence of Dielectric Constants," J. Phys. Chem. Solids **18**, 253–255 (1961).

[205] A. J. Bosman and E. E. Havinga, "Temperature dependence of dielectric constants of cubic ionic compounds," Physical Review **129**, 1593–1600 (1963).

[206] Z. Li and R. C. Bradt, "Thermal Expansion and Thermal Expansion Anisotropy of Sic Polytypes," Journal of the American Ceramic Society **70** (1987).

[207] T. J. Johnson, M. Borselli, and O. Painter, "Self-induced optical modulation of the transmission through a high- Q silicon microdisk resonator," Optics Express **14**, 284–286 (2006).

[208] T. Johnson, "Silicon Microdisk Resonators for Nonlinear Optics and Dynamics," Ph.D. thesis, California Institute of Technology, Pasadena, California (2009).

[209] T. Carmon, L. Yang, and K. J. Vahala, "Dynamical thermal behavior and thermal self-stability of microcavities," Optics Express **12**, 654–656 (2004).

[210] W. Yoshiki and T. Tanabe, "All-optical switching using Kerr effect in a silica toroid microcavity," Optics Express **22**, 1129–1131 (2014).

[211] V. Eckhouse, I. Cestier, G. Eisenstein, S. Combrié, G. Lehoucq, and a. De Rossi, "Kerr-induced all-optical switching in a GaInP photonic crystal Fabry-Perot resonator." Optics express **20**, 8524–34 (2012).

[212] J. S. Pelc, K. Rivoire, S. Vo, C. Santori, D. A. Fattal, and R. G. Beausoleil, "Picosecond all-optical switching in hydrogenated amorphous silicon microring resonators," Optics express **22**, 552–554 (2013).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

[213] G. Brezeanu, "Silicon carbide (SiC) : a short history. An analytical approach for SiC power device design," Semiconductor Conference, 2005. CAS 2005 Proceedings. 2005 International **2**, 345–348 vol. 2 (2005).

[214] S. Di Pierro, E. Gnos, B. H. Grobety, T. Armbruster, S. M. Bernasconi, and P. Ulmer, "Rock-forming moissanite (natural α-silicon carbide)," American Mineralogist **88**, 1817–1821 (2003).

[215] T. P. Chow, "High-voltage SiC and GaN power devices," Microelectronics Engineering **83**, 112–122 (2006).

[216] C. E. Weitzel, S. Member, J. W. Palmour, C. H. Carter, K. Moore, K. J. Nordquist, S. Allen, C. Thero, and M. Bhatnagar, "Silicon Carbide High-Power Devices," IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES **43**, 1732–1741 (1996).

[217] J. Millan, P. Godignon, X. Perpiña, A. Pérez-Tomas, and J. Rebollo, "A Survey of Wide Bandgap Power Sermiconductor Devices," IEEE Transactions on Power Electronics **29**, 2155–2163 (2014).

[218] H.-s. Lee, "Fabrication and Characterization of Silicon Carbide Power Bipolar Junction Transistors," Ph.D. thesis, KTH ICT (2008).

[219] N. A. Riza, M. Sheikh, and F. Perez, "Hybrid Wireless-Wired Optical Sensor for Extreme Temperature Measurement in Next Generation Energy Efficient Gas Turbines," Journal of Engineering for Gas Turbines and Power **132** (2010).

[220] N. G. Wright and A. Horsfall, "SiC sensors : a review," JOURNAL OF PHYSICS D : APPLIED PHYSICS **40** (2007).

[221] R. Papoular, "The screening of the 11.3-mu m silicon carbide feature by carbonaceous mantles in circumstellar shells," Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **388**, 457–464 (2008).

[222] a. M. Hofmeister, K. M. Pitman, a. F. Goncharov, and a. K. Speck, "Optical Constants of Silicon Carbide for Astrophysical Applications. Ii. Extending Optical Functions From Infrared To Ultraviolet Using Single-Crystal Absorption Spectra," The Astrophysical Journal **696**, 1502–1516 (2009).

[223] C. Serre, A. Peréz-Rodriguez, A. Romano-Rodriguez, J. Morante, J. Eteve, M. Acero, R. Kögler, and W. Skorupa, *SICOI Structures, Technology and Characterization,* , vol. 58 (Springer Netherlands, Dordrecht, 2002).

[224] J.-P. Joly, B. Aspar, M. Bruel, L. Di Cioccio, F. Letertre, and E. Hugonnard-Bruyère, *New SiC on Insulator Wafers Based on the Smart-Cut® Approach and their Potential Applications,* (Springer Netherlands, Dordrecht, 2002), pp. 31–38.

[225] G. L. Harris, *Properties of silicon carbide,* (INSPEC, the Institution of Electrical Engineers, 1995).

[226] P. G. Neudeck, R. D. Meredith, L. Chen, D. J. Spry, L. M. Nakley, and G. W. Hunter, "Prolonged silicon carbide integrated circuit operation in Venus surface atmospheric conditions," AIP Advances **6** (2016).

[227] P. Godignon, X. Jordà, M. Vellvehi, X. Perpiñà, V. Banu, D. López, J. Barbero, P. Brosselard, and S. Massetti, "SiC Schottky Diodes for Harsh Environment Space Applications," IEEE Transactions on Industrial Electronics **58**, 2582–2590 (2011).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

[228] G. Hunter, P. Neudeck, G. Beheim, R. Okojie, L. Chen, D. Spry, and A. Trunek, "An Overview of Wide Bandgap Silicon Carbide Sensors and Electronics Development at NASA Glenn Research Center," NTRS in 212th ECS Meeting ; Washington, DC ; United States (2007).

[229] L. Cheng, S. Member, A. J. Steckl, and J. Scofield, "SiC Thin-Film Fabry – Perot Interferometer for Fiber-Optic Temperature Sensor," IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES **50**, 2159–2164 (2003).

[230] F. G. D. Corte, G. Cocorullo, M. Iodice, and I. Rendina, "Temperature dependence of the thermo-optic coefficient of InP , GaAs , and SiC from room temperature to 600 K at the wavelength of 1 . 5 μm," Applied Physics Letters **77**, 1613–1616 (2000).

[231] C. J. Glassbrenner and G. A. Slack, "Thermal Conductivity of Silicon and Germanium from 3°K to the Melting Point," Physical Review **134** (1964).

[232] N. A. Riza, M. Arain, and F. Perez, "6-H single-crystal silicon carbide thermo-optic coefficient measurements for ultrahigh temperatures up to 1273 K in the telecommunications infrared band," Journal of Applied Physics **98**, 3–8 (2005).

[233] S. Nishino, J. A. Powell, and H. A. Will, "Production of large-area single-crystal wafers of cubic SiC for semiconductor devices," Applied Physics Letters **42**, 460–462 (1983).

[234] M. Mahmoodi and L. Ghazanfari, *Silicon Carbide : A Biocompatible Semiconductor Used in Advanced Biosensors and BioMEMS/NEMS,* (InTech, 2013).

[235] F. Bechstedt and A. Belabbes, "Structure, energetics, and electronic states of III-V compound polytypes." Journal of physics. Condensed matter **25** (2013).

[236] X. Tang, K. Wongchotigul, and M. G. Spencer, "Optical waveguide formed by cubic silicon carbide on sapphire substrates," Applied Physics Letters **58**, 917–918 (1991).

[237] P. M. Lundquist, W. P. Lin, G. K. Wong, M. Razghi, and J. B. Ketterson, "Second harmonic generation in hexagonal silicon carbide," Applied Physics Letters **66**, 1883–1885 (1995).

[238] C. a. Zorman, A. J. Fleischman, A. S. Dewa, M. Mehregany, C. Jacob, S. Nishino, and P. Pirouz, "Epitaxial growth of 3C-SiC films on 4 in. diam (100) silicon wafers by atmospheric pressure chemical vapor deposition," Journal of Applied Physics **78**, 5136–5138 (1995).

[239] H. Nagasawa, K. Yagi, and T. Kawahara, "3C-SiC hetero-epitaxial growth on undulant Si (0 0 1) substrate," Journal of Crystal Growth **237-239**, 1244–1249 (2002).

[240] S. Tanaka, K. Rajanna, T. Abe, and M. Esashi, "Deep reactive ion etching of silicon carbide," Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures **19**, 2173 (2001).

[241] N. O. V. Plank, M. A. Blaux, E. W. J. M. van der Drift, and R. Cheung, "The etching of silicon carbide in inductively coupled SF6/O2 plasma," Journal of Physics D : Applied Physics **36**, 482–487 (2003).

[242] R. Hashimoto, A. Ito, and T. Goto, "Effect of deposition atmosphere on the phase composition and microstructure of silicon carbide films prepared by laser chemical vapour deposition," Ceramics International **41**, 6898–6904 (2015).

[243] W. Lu, Y. Iwasa, Y. Ou, D. Jinno, S. Kamiyama, P. M. Petersen, and H. Ou, "Effective optimization of surface passivation on porous silicon carbide using atomic layer deposited Al ₂ O ₃," RSC Adv. **7**, 8090–8097 (2017).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

[244] H. Nakazawa, D. Suzuki, T. Narita, K. Meguro, and M. Tsuchiya, "Growth of silicon carbide on Si(100) substrate with an intermediate aluminum nitride layer by ultralow-pressure chemical vapor deposition using monomethylsilane," Journal of Crystal Growth **418**, 52–56 (2015).

[245] H. S. Jha and P. Agarwal, "Effects of substrate temperature on structural and electrical properties of cubic silicon carbide films deposited by hot wire chemical vapor deposition technique," Journal of Materials Science : Materials in Electronics **26**, 2844–2850 (2015).

[246] M. Yazdanfar, H. Pedersen, P. Sukkaew, I. G. Ivanov, Ö. Danielsson, O. Kordina, and E. Janzén, "On the use of methane as a carbon precursor in Chemical Vapor Deposition of silicon carbide," Journal of Crystal Growth **390**, 24–29 (2014).

[247] R. Khazaka, E. Bahette, M. Portail, D. Alquier, and J. F. Michaud, "Toward high-quality 3C-SiC membrane on a 3C-SiC pseudo-substrate," Materials Letters **160**, 28–30 (2015).

[248] J. Cardenas, M. Zhang, C. T. Phare, S. Y. Shah, C. B. Poitras, B. Guha, and M. Lipson, "High Q SiC microresonators," Optics Express **21**, 16882–16887 (2013).

[249] X. Lu, J. Y. Lee, P. X. L. Feng, and Q. Lin, "High Q silicon carbide microdisk resonator," Applied Physics Letters **104** (2014).

[250] J. Cardenas, S. Miller, Y. Okawachi, S. Ramelow, A. G. Griffith, A. L. Gaeta, and M. Lipson, "Parametric Frequency Conversion in Silicon Carbide Waveguides," Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2015) **SF1D.7** (2015).

[251] A. Dzurak, "Quantum computing : Diamond and silicon converge," Nature **479**, 47–48 (2011).

[252] W. F. Koehl, B. B. Buckley, F. J. Heremans, G. Calusine, and D. D. Awschalom, "Room temperature coherent control of defect spin qubits in silicon carbide," Nature **479**, 84–87 (2011).

[253] D. J. Christle, A. L. Falk, P. Andrich, P. V. Klimov, J. U. Hassan, N. T. Son, E. Janzén, T. Ohshima, and D. D. Awschalom, "Isolated electron spins in silicon carbide with millisecond-coherence times," Nature materials **14**, 160–163 (2014).

[254] M. Widmann, S. Y. Lee, T. Rendler, N. T. Son, H. Fedder, S. Paik, L. P. Yang, N. Zhao, S. Yang, I. Booker, A. Denisenko, M. Jamali, S. A. Momenzadeh, I. Gerhardt, T. Ohshima, A. Gali, E. Janzen, and J. Wrachtrup, "Coherent control of single spins in silicon carbide at room temperature," Nature Materials **14**, 164–168 (2015).

[255] F. Fuchs, B. Stender, M. Trupke, D. Simin, J. Pflaum, V. Dyakonov, and G. V. Astakhov, "Engineering near-infrared single-photon emitters with optically active spins in ultrapure silicon carbide," Nature Communications **6**, 7578 (2015).

[256] A. Morello, "Single spins in silicon carbide," Nature Materials **14**, 135–136 (2015).

[257] A. Lohrmann, N. Iwamoto, Z. Bodrog, S. Castelletto, T. Ohshima, T. Karle, A. Gali, S. Prawer, J. McCallum, and B. Johnson, "Single-photon emitting diode in silicon carbide," Nature Communications **6**, 7783 (2015).

[258] A. Lohrmann, B. C. Johnson, J. C. Mccallum, and S. Castelletto, "A review on single photon sources in silicon carbide," Reports on Progress in Physics **80** (2017).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

[259] A. Salam, A. Atem, L. Ferrier, B. Canut, N. Chauvin, and G. Guillot, "Luminescent point defect formation in 3C-SiC by ion implantation," Physica Status Solidi (c) **13**, 1–4 (2016).

[260] A. Lohrmann, T. J. Karle, V. K. Sewani, A. Laucht, M. Bosi, S. Castelletto, S. Prawer, J. C. Mccallum, B. C. Johnson, A. Lohrmann, T. J. Karle, V. K. Sewani, and A. Laucht, "Integration of Single-Photon Emitters into 3C-SiC Microdisk Resonators Integration of Single-Photon Emitters into 3C-SiC Microdisk Resonators," ACS Photonics (2017).

[261] M. Radulaski, M. Widmann, M. Niethammer, J. L. Zhang, S.-Y. Lee, T. Rendler, K. G. Lagoudakis, N. T. Son, E. Janzén, T. Ohshima, J. Wrachtrup, and J. Vučković, "Scalable Quantum Photonics with Single Color Centers in Silicon Carbide," Nano Letters **17**, 1782–1786 (2017).

[262] S. Castelletto, B. C. Johnson, V. Ivády, N. Stavrias, T. Umeda, a. Gali, and T. Ohshima, "A silicon carbide room-temperature single-photon source," Nature Materials **13**, 151–156 (2013).

[263] A. Boretti, "Silicon carbide ' s quantum aspects," Nature Photonics **8** (2014).

[264] J. Camps, "Notions de biocompatibilité," Tech. rep., Université Médicale Virtuelle Francophone (2010).

[265] C. Coletti, M. J. Jaroszeski, A. M. Hoff, and S. E. Saddow, "Culture of Mammalian Cells on Single Crystal SiC Substrates," MRS Proceedings **950**, 0950–D04–22 (2007).

[266] S. E. Saddow, *Silicon carbide biotechnology : a biocompatible semiconductor for advanced biomedical devices and applications,* (Elsevier, 2012).

[267] S. Afroz, "A Biocompatible SiC RF Antenna for In-vivo Sensing Applications," Ph.D. thesis, University of South Florida (2013).

[268] A. Oliveros, A. Guiseppi-elie, and S. E. Saddow, "Silicon carbide : a versatile material for biosensor applications," Biomed Microdevices **15**, 353–368 (2013).

[269] C. A. Zorman, "Silicon Carbide as a Material for Biomedical Microsystems," EDA Publishing <hal-00395712> pp. 1–7 (2009).

[270] A. Naji and M. F. Harmand, "Cytocompatibility of two coating materials, amorphous alumina and silicon carbide, using human differentiated cell cultures," Biomaterials **12**, 690–694 (1991).

[271] S. Santavirta, M. Takagi, L. Nordsletten, A. Anttila, R. Lappalainen, and Y. T. Konttinen, "Biocompatibility of silicon carbide in colony formation test in vitro. A promising new ceramic THR implant coating material," Archives of Orthopaedic and Trauma Surgery **118**, 89–91 (1998).

[272] C. L. Frewin, "The neuron-silicon carbide interface : biocompatibility study and BMI device development," Ph.D. thesis, University of Florida (2009).

[273] STMicroelectronics, "Silicon Carbide : Go Beyond Silicon," (2017).

[274] R. P. Devaty and W. J. Choyke, "Optical Characterization of Silicon Carbide Polytypes," Physica Status Solidi (a) **162**, 5–38 (1997).

[275] M. Naftaly, J. F. Molloy, B. Magnusson, Y. M. Andreev, and G. V. Lanskii, "Silicon carbide - a high-transparency nonlinear material for THz applications," Optics Express **24**, 2590 (2016).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

[276] H. Mutschke, A. Andersen, D. Clement, T. Henning, and G. Peiter, "Infrared properties of SiC particles," Astronomy and Physics **345**, 187–202 (1999).

[277] E. V. Abakumova, M. N. Achasov, A. A. Krasnov, N. Y. Muchnoi, and E. E. Pyata, "The system for delivery of IR laser radiaton into high vacuum," Journal of Instrumentation **10** (2015).

[278] B.-S. Song, S. Yamada, T. Asano, and S. Noda, "Demonstration of two-dimensional photonic crystals based on silicon carbide." Optics express **19**, 11084–11089 (2011).

[279] S. Yamada, B. S. Song, T. Asano, and S. Noda, "Silicon carbide-based photonic crystal nanocavities for ultra-broadband operation from infrared to visible wavelengths," Applied Physics Letters **99**, 1–4 (2011).

[280] S. Yamada, B.-S. Song, T. Asano, and S. Noda, "Experimental investigation of thermo-optic effects in SiC and Si photonic crystal nanocavities," Optics Letters **36**, 3981 (2011).

[281] D. Allioux, A. Belarouci, E. Magï, D. Hudson, G. Beaudin, A. Michon, and C. Grillet, "Thermo-Optic Characterization of Silicon Carbide Microdisks for Infrared Applications," CLEO/Europe-EQEC (2017) **CE-5.3** (2017).

[282] S. Niedermeier, H. Schillinger, R. Sauerbrey, B. Adolph, and F. Bechstedt, "Second-harmonic generation in silicon carbide polytypes," Applied Physics Letters **75**, 618–620 (1999).

[283] G. L. DesAutels, C. Brewer, M. Walker, S. Juhl, M. Finet, S. Ristich, M. Whitaker, and P. Powers, "Femtosecond laser damage threshold and nonlinear characterization in bulk transparent SiC materials," J. Opt. Soc. Am. B **25**, 60 (2008).

[284] O. Reshef, K. Shtyrkova, M. G. Moebius, S. Griesse-Nascimento, S. Spector, C. C. Evans, E. Ippen, and E. Mazur, "Polycrystalline anatase titanium dioxide microring resonators with negative thermo-optic coefficient," Journal of the Optical Society of America B **32**, 2288–2293 (2015).

[285] M. W. Lee, C. Grillet, C. Monat, E. Mägi, S. Tomljenovic-hanic, X. Gai, S. Madden, D.-y. Choi, D. Bulla, B. Luther-davies, and B. J. Eggleton, "Photosensitive and thermal nonlinear effects in chalcogenide photonic crystal cavities," Optics Express **18**, 26695–26703 (2010).

[286] H. S. Choi and A. M. Armani, "Thermal nonlinear effects in hybrid optical microresonators," Applied Physics Letters **97**, 1–4 (2010).

[287] X. Lu, J. Y. Lee, and Q. Lin, "High-frequency and high-quality silicon carbide optomechanical microresonators," Scientific Reports **5**, 17005 (2015).

[288] J. Y. Lee, X. Lu, and Q. Lin, "High-Q silicon carbide photonic-crystal cavities," Applied Physics Letters **106**, 1–4 (2015).

[289] K. Ikeda, R. E. Saperstein, N. Alic, and Y. Fainman, "Thermal and Kerr nonlinear properties of plasma-deposited silicon nitride/ silicon dioxide waveguides," Optics Express **16**, 12987 (2008).

[290] H. Jung, C. Xiong, K. Y. Fong, X. Zhang, and H. X. Tang, "Optical frequency comb generation from aluminum nitride microring resonator," Optics Letters **38**, 2810 (2013).

[291] B. J. M. Hausmann, I. Bulu, V. Venkataraman, P. Deotare, and M. Lončar, "Diamond nonlinear photonics," Nature Photonics **8**, 369–374 (2014).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

[292] R. Adair, L. L. Chase, and S. A. Payne, "Nonlinear refractive index of optical crystals," Physical Review B **39**, 3337–3350 (1989).

[293] H. Rokhsari and K. J. Vahala, "Observation of Kerr nonlinearity in microcavities at room temperature," Optics Letters **30**, 427–429 (2005).

[294] M. Radulaski, T. M. Babinec, K. Mu, K. G. Lagoudakis, J. L. Zhang, S. Buckley, Y. A. Kelaita, K. Alassaad, and G. Ferro, "Visible Photoluminescence from Cubic (3C) Silicon Carbide Microdisks Coupled to High Quality Whispering Gallery Modes," ACS Photonics **2**, 14–19 (2015).

[295] J. L. Zhang, H. Ishiwata, M. Radulaski, T. M. Babinec, K. G. Lagoudakis, R. Edgington, K. Alassaad, G. Ferro, N. A. Melosh, Z.-x. Shen, and J. Vučković, "Hybrid Diamond-Silicon Carbide Structures Incorporating Silicon-Vacancies in Diamond as Quantum Emitters," Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2015) **SM1G.4** (2015).

[296] F. Martini and A. Politi, "Linear integrated optics in 3C silicon carbide," Optics express **25**, 10735–10742 (2017).

[297] A. Vonsovici, G. T. Reed, and A. G. R. Evans, "B-SiC-on insulator waveguide structures for modulators and sensor systems," Materials Science in Semiconductor Processing **3** (2000).

[298] L. Di Cioccio, Y. Le Tiec, F. Letertre, C. Jaussaud, and M. Bruel, "Silicon carbide on insulator formation using the Smart Cut process," Electronics Letters **32**, 1144 (1996).

[299] L. Di Cioccio, F. Letertre, Y. Le Tiec, A. Papon, C. Jaussaud, and M. Bruel, "Silicon carbide on insulator formation by the Smart-Cut process," Materials Science and Engineering B **46** (1997).

[300] J. Hwang, M. Kim, V. B. Shields, and M. G. Spencer, "CVD growth of SiC on sapphire substrate and graphene formation from the epitaxial SiC," Journal of Crystal Growth **366**, 26–30 (2013).

[301] A. B. Matsko, A. A. Savchenkov, W. Liang, V. S. Ilchenko, D. Seidel, and L. Maleki, "Optical Kerr Frequency Comb Generation in Overmoded Resonators," Optics express **20**, 293–296 (2012).

[302] A. Kordts, M. Pfeiffer, H. Guo, V. Brasch, and T. J. Kippenberg, "Higher order mode suppression in high-Q anomalous dispersion SiN microresonators for temporal dissipative Kerr soliton formation," Optics letters **41**, 452–455 (2015).

[303] S. Huang, H. Liu, J. Yang, M. Yu, D. Kwong, and C. W. Wong, "Smooth and flat phase-locked Kerr frequency comb generation by higher order mode suppression," Scientific reports pp. 1–7 (2016).

[304] X. Hu, "Etude et caractérisation de composants d'optique intégrée exploitant les propriétés électro-optiques d'oxydes fonctionnels épitaxiés," Ph.D. thesis, Institut National des sciences appliquées de Lyon (2015).

[305] G. Ferro, T. Chassagne, A. Leycuras, F. Cauwet, and Y. Monteil, "Strain tailoring in 3C-SiC heteroepitaxial layers grown on Si(100)," Chemical Vapor Deposition **12**, 483–488 (2006).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

[306] M. Kumar, V. Kumar, G. S. Khan, and C. Shakher, "Measurement of Temperature and Temperature Profile of Axi-symmetric Butane Torch Burner Flame Using Digital Speckle Pattern Interferometry (DSPI) Manoj," Ph.D. thesis, Indian Institute of Technology (2014).

[307] S. Yerolatsitis, "Adiabatically Tapered All-Fibre Devices for Mode Manipulation," Ph.D. thesis, University of Bath Department (2016).

[308] J. D. Love, W. M. Henry, W. J. Stewart, R. J. Black, S. Lacroix, and F. Gonthier, "Tapered single-mode fibres and devices," IEE PROCEEDINGS-J **138**, 343–354 (1991).

[309] T. A. Birks and Y. W. Li, "The Shape of Fiber Tapers," Journal of Lightwave Technology **10**, 432–438 (1992).

[310] S. W. Harun, K. S. Lim, C. K. Tio, K. Dimyati, and H. Ahmad, "Theoretical analysis and fabrication of tapered fiber," Optik - International Journal for Light and Electron Optics **124**, 538–543 (2013).

[311] A. Simbula, G. A. Rodriguez, M. Menotti, M. Galli, D. Bajoni, S. M. Weiss, and M. Liscidini, "Four-Wave Mixing in Porous Silicon Microring Resonators," Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2016) **SW4E.7** (2016).

[312] M. W. Lee, C. Grillet, S. Tomljenovic-Hanic, E. C. Mägi, D. J. Moss, B. J. Eggleton, X. Gai, S. Madden, D.-Y. Choi, D. A. P. Bulla, and B. Luther-Davies, "Photowritten high-Q cavities in two-dimensional chalcogenide glass photonic crystals," Optics Letters **34**, 3671–3673 (2009).

[313] D. Allioux, A. Belarouci, D. Hudson, N. Singh, E. Magi, G. Beaudin, A. Michon, R. Orobtchouk, and C. Grillet, "Silicon Carbide Microdisk on Silicon Pillar Probed by Evanescent Coupling," Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2016) **SF2P.1** (2016).

[314] C. C. Lam, P. T. Leung, and K. Young, "Explicit asymptotic formulas for the positions, widths, and strengths of resonances in Mie scattering," Journal of the Optical Society of America B **9**, 1585 (1992).

[315] T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala, "Modal coupling in traveling-wave resonators," Optics letters **27**, 1669–1671 (2002).

[316] J. Komma, C. Schwarz, G. Hofmann, D. Heinert, and R. Nawrodt, "Thermo-optic coefficient of silicon at 1550 nm and cryogenic temperatures," Applied Physics Letters **101** (2012).

[317] S. Dakshinamurthy, N. R. Quick, and A. Kar, "Temperature-dependent optical properties of silicon carbide for wireless temperature sensors," Journal of Physics D : Applied Physics **40**, 353–360 (2007).

[318] F. G. Della Corte, M. E. Montefusco, L. Moretti, I. Rendina, and A. Rubino, "Study of the thermo-optic effect in hydrogenated amorphous silicon and hydrogenated amorphous silicon carbide between 300 and 500 K at 1.55 μm," Applied Physics Letters **79**, 168–170 (2001).

[319] A. France-Lanord, S. Merabia, T. Albaret, D. Lacroix, and K. Termentzidis, "Thermal properties of amorphous/crystalline silicon superlattices," Journal of Physics Condensed Matter **26** (2014).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

[320] G. D. Samolyuk, S. I. Golubov, Y. N. Osetsky, and R. E. Stoller, "Molecular dynamics study of influence of vacancy types defects on thermal conductivity of beta-SiC," Journal of Nuclear Materials **418**, 174–181 (2011).

[321] J. P. Crocombette and L. Proville, "Thermal conductivity degradation induced by point defects in irradiated silicon carbide," Applied Physics Letters **98**, 2009–2012 (2011).

[322] G. A. Slack, "Thermal conductivity of pure and impure silicon, silicon carbide, and diamond," Journal of Applied Physics **35**, 3460–3466 (1964).

[323] H. D. Megaw, "Crystal Structures And Thermal Expansion," Mat Res Bull **6**, 1007–1018 (1971).

[324] H. Lu, X. Liu, L. Wang, Y. Gong, and D. Mao, "Ultrafast all-optical switching in nanoplasmonic waveguide with Kerr nonlinear resonator," Optics Express **19**, 2910 (2011).

[325] S. Diallo, G. Lin, and Y. K. Chembo, "Giant thermo-optical relaxation oscillations in millimeter-size whispering gallery mode disk resonators," Opt Lett **40**, 3834–3837 (2015).

[326] a.B. Seddon, "Chalcogenide glasses : a review of their preparation, properties and applications," J. Non. Cryst. Solids **184**, 44–50 (1995).

[327] A. Zakery and S. R. Elliott, "Optical properties and applications of chalcogenide glasses : A review," Journal of Non-Crystalline Solids **330**, 1–12 (2003).

[328] B. J. Eggleton, "Chalcogenide photonics : fabrication, devices and applications Introduction," Optics Express **18**, 26632 (2010).

[329] B. J. Eggleton, B. Luther-Davies, and K. Richardson, "Chalcogenide photonics," Nature Photonics **5**, 725–725 (2011).

[330] B. Luther-Davies, "Flexible chalcogenide photonics," Nature Photonics **8**, 591–594 (2014).

[331] E. C. Mägi, D. I. Yeom, H. C. Nguyen, L. Fu, and B. J. Eggleton, "Enhanced kerr nonlinearity in sub-wavelength diameter As2Se 3 chalcogenide fibre tapers," 2007 Joint International Conference on Optical Internet and Australian Conference on Optical Fibre Technology, COIN-ACOFT 2007 **15**, 10324–10329 (2007).

[332] D. D. Hudson, S. A. Dekker, E. C. Magi, A. C. Judge, S. D. Jackson, E. Li, J. S. Sanghera, L. B. Shaw, I. D. Aggarwal, and B. J. Eggleton, "Octave spanning supercontinuum in an As_2S_3 taper using ultralow pump pulse energy," Optics Letters **36**, 224–225 (2011).

[333] S. G. Leon-Saval, T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. S. Russell, and M. W. Mason, "Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides," Optics Express **12**, 2864 (2004).

[334] J. Troles, Q. Coulombier, G. Canat, M. Duhant, W. Renard, P. Toupin, L. Calvez, G. Renversez, F. Smektala, M. El Amraoui, J. L. Adam, T. Chartier, D. Mechin, and L. Brilland, "Low loss microstructured chalcogenide fibers for large non linear effects at 1995 nm." Optics express **18**, 26647–26654 (2010).

[335] M. Duhant, W. Renard, G. Canat, J. Trolès, P. Toupin, L. Brilland, F. Smektala, A. Bétourné, P. Bourdon, and G. Renversez, "Mid-infrared strong spectral broadening in microstructured tapered chalcogenide AsSe fiber," Proc. of SPIE, Fiber Laser IX : Technology, Systems and Applications **8237**, 823735 (2012).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

[336] S. Cui, R. Chahal, C. Boussard-Plédel, V. Nazabal, J. L. Doualan, J. Troles, J. Lucas, and B. Bureau, "From selenium- to tellurium-based glass optical fibers for infrared spectroscopies," Molecules **18**, 5373–5388 (2013).

[337] R. K. W. Lau, M. R. E. Lamont, A. G. Griffith, Y. Okawachi, M. Lipson, and A. L. Gaeta, "Octave-spanning mid-infrared supercontinuum generation in silicon nanowaveguides," Optics Letters **39**, 4518 (2014).

[338] A. R. Johnson, A. S. Mayer, A. Klenner, K. Luke, E. S. Lamb, M. R. E. Lamont, C. Joshi, Y. Okawachi, F. W. Wise, M. Lipson, U. Keller, and A. L. Gaeta, "Octave-spanning coherent supercontinuum generation in a silicon nitride waveguide," Optics Letters **40**, 5117 (2015).

[339] M. A. Ettabib, L. Xu, A. Bogris, A. Kapsalis, M. Belal, E. Lorent, P. Labeye, S. Nicoletti, K. Hammani, D. Syvridis, J. H. V. Price, D. J. Richardson, and P. Petropoulos, "Telecom to Mid-infrared Supercontinuum Generation in a Silicon Germanium Waveguide," Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2015) p. Tu2C.5 (2015).

[340] J. M. Ramirez, Q. Liu, V. Vakarin, J. Frigerio, A. Ballabio, X. Le Roux, D. Bouville, L. Vivien, G. Isella, and D. Marris-Morini, "Graded SiGe waveguides with broadband low-loss propagation in the mid infrared," Optics Express **26**, 870 (2018).

[341] S. Serna, V. Vakarin, J. M. Ramirez, J. Frigerio, A. Ballabio, X. Le Roux, L. Vivien, G. Isella, E. Cassan, N. Dubreuil, and D. Marris-Morini, "Nonlinear Properties of Ge-rich Si1-xGex Materials with Different Ge Concentrations," Scientific Reports **7**, 1–11 (2017).

[342] W. J. Tropf and M. E. Thomas, "Infrared refractive index and thermo-optic coefficient measurement at APL," Johns Hopkins APL Technical Digest (Applied Physics Laboratory) **19**, 293–297 (1998).

[343] J. M. C. Boggio, D. Bodenmueller, T. Fremberg, R. Haynes, M. M. Roth, R. Eisermann, M. Lisker, L. Zimmermann, and M. Boehm, "Dispersion engineered silicon nitride waveguides by geometrical and refractive-index optimization," J. Opt. Soc. Am. B **31**, 2846–2857 (2014).

[344] S. Kim and M. Qi, "Broadband second-harmonic phase-matching in dispersion engineered slot waveguides," Optics Express **24**, 773 (2016).

[345] S. A. Diddams, "The evolving optical frequency comb," Journal of the Optical Society of America B **27**, B51–B62 (2010).

[346] D. Allioux, A. Belarouci, D. D. Hudson, E. Magi, M. Sinobad, G. Beaudin, A. Michon, N. Singh, R. Orobtchouk, and C. Grillet, "Toward mid-infrared nonlinear optics applications of silicon carbide microdisks engineered by lateral under-etching [Invited]," Photonics Research **6**, 74–81 (2018).

[347] R. Khazaka, M. Portail, P. Vennéguès, D. Alquier, and J. F. Michaud, "Direct insight into grains formation in Si layers grown on 3C-SiC by chemical vapor deposition," Acta Materialia **98**, 336–342 (2015).

[348] R. Khazaka, J.-f. Michaud, P. Vennéguès, L. Nguyen, D. Alquier, and M. Portail, "On the interplay between Si (110) epilayer atomic roughness and subsequent 3C-SiC growth direction," Journal of Applied Physics **120** (2016).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

[349] R. Khazaka, J. F. Michaud, P. Vennéguès, D. Alquier, and M. Portail, "Turning the undesired voids in silicon into a tool : In-situ fabrication of free-standing 3C-SiC membranes," Applied Physics Letters **110**, 1–5 (2017).

[350] R. Khazaka, M. Portail, P. Vennéguès, M. Zielinski, T. Chassagne, D. Alquier, and J. F. Michaud, "Silicon Growth on 3C-SiC(001)/Si(001) : Pressure Influence and Thermal Effect," Materials Science Forum **821-823**, 978–981 (2015).

[351] J. P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," J. Comput. Phys. **114**, 185–200 (1994).

[352] S. G. Johnson, "Notes on Perfectly Matched Layers (PMLs)," Tech. rep., Massachusetts Institute of Technology (2008).

[353] G. R. Hadley, "Transparent boundary condition for beam propagation." Optics letters **16**, 624–626 (1991).

[354] G. R. Hadley, "Transparent boundary condition for the beam propagation method," IEEE Journal of Quantum Electronics **28**, 363–370 (1992).

[355] V. Krainov, H. Reiss, and B. M. Smirnov, *Appendix J : Properties of the Generalized Bessel Function,* (Wiley, 2005).

[356] M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions With,* (National Bureau Of Standrads Applied Mathematics Series, 1972), 10th ed.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés

FOLIO ADMINISTRATIF

THESE DE L'UNIVERSITE DE LYON OPEREE AU SEIN DE L'INSA LYON

NOM : ALLIOUX
(avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant)

DATE de SOUTENANCE : 21/06/2018

Prénoms : David

TITRE : Etude de micro-disques de carbure de silicium sur substrat de silicium, vers une application d'optique non-linéaire intégrée du proche au moyen infrarouge.

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2018LYSEI049

Ecole doctorale : ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE, ED160 E.E.A

Spécialité : Electronique, micro et nanoélectronique, optique et laser

RESUME :

Cette thèse étudie la conception, la fabrication et la caractérisation de micro-disques de carbure de silicium sur substrat de silicium conçus pour opérer du proche au moyen infrarouge. Nous avons développé une approche permettant de supprimer les modes de galerie d'ordre supérieur tout en préservant le facteur de qualité du mode fondamental. Nous utilisons la sous-gravure du silicium pour contrôler les pertes de fuites vers le pilier. Ce concept, intéressant par exemple dans la génération de peignes de fréquence, est transposable à d'autres longueurs d'onde ou plateformes. Le premier chapitre est une introduction aux résonateurs à modes de galerie dans lequel nous décrivons la physique de ces structures. Le deuxième chapitre se concentre sur la conception des micro-disques. Nous commençons par une introduction générale du matériau puis nous simulons la propagation de la lumière dans les résonateurs afin d'élaborer des structures innovantes. En utilisant l'indice de réfraction optique supérieur du Si en comparaison du SiC, nous montrons qu'il est possible de supprimer les modes radiaux d'ordre supérieur. Nous traitons ensuite brièvement des étapes de fabrication. Le troisième chapitre regroupe les résultats expérimentaux obtenus sur les micro-disques en vue de valider les concepts de cette thèse. Des premières caractérisations par couplage évanescent dans le proche infrarouge permettent d'identifier les modes du résonateur. Ensuite, des caractérisations sur des disques de sous-gravure inférieure mettent en évidence la suppression des modes désirés. Nous réalisons enfin une étude thermo-optique du matériau afin de valider son emploi à forte puissance et haute température, des régimes dans lesquels le SiC se démarque des autres matériaux d'optique intégrée. Pour terminer, nous consacrons le dernier chapitre aux perspectives pour l'optique non-linéaire et le moyen infrarouge. Nous proposons une étude d'ingénierie de la dispersion qui doit nous permettre, à l'avenir, de réaliser des sources de type peigne de fréquence.

MOTS-CLÉS : Photonique intégrée, Optique non-linéaire, Micro-résonateurs

Laboratoire (s) de recherche : Institut des Nanotechnologies de Lyon

Directeur de thèse: Régis Orobtchouk

Président de jury : Ségolène Callard

Composition du jury :

Mme	CALLARD	Ségolène,	Professeur des Universités	Ecole Centrale de Lyon
Mme	MARRIS-MORINI	Delphine,	Professeur des Universités	Université Paris-Sud
M.	BROQUIN	Jean-Emmanuel,	Professeur des Universités	INP Grenoble
M.	GAUTHIER-LAFAYE	Olivier,	Directeur de Recherche	CNRS/Université Paul Sabatier
M.	GRILLET	Christian,	Chargé de Recherche	CNRS/ECL
M.	OROBTCHOUK	Régis,	Maître de conférence HDR	INSA de Lyon

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2018LYSEI049/these.pdf
© [D. Allioux], [2018], INSA Lyon, tous droits réservés