

UNIVERSITÉ DE BOURGOGNE FRANCHE-COMTÉ

UFR sciences et techniques
Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne
Département Photonique

THÈSE

Pour obtenir le grade de
docteur de l'université de Bourgogne Franche-Comté.

Discipline : Physique

Par :

Maiwen MEISTERHANS

Développement de composés nano-structurés non-linéaires pour la génération de dynamiques impulsionnelles ultrarapides en cavité LASER fibrée

Soutenue le 12 juillet 2019
devant la commission d'examen composée de :

Ségolène CALLARD	Professeur, École Centrale Lyon	Rapporteur
Azzedine BOUDRIOUA	Professeur, Université Paris 13	Rapporteur
Marc DOUAY	Professeur, Université de Lille	Examineur
Philippe GRELU	Professeur, Univ. de Bourgogne Franche-Comté	Examineur
Frédérique de FORNEL	Directeur de Recherche, Univ. de Bourgogne Franche-Comté	Directeur de thèse
Benoît CLUZEL	Maître de Conférence, Univ. de Bourgogne Franche-Comté	co-Directeur de thèse
Thibaud HISLER	Ingénieur, FEV France	Invité

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé grâce au financement du LABEX Action au sein du laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne de l'Université de Bourgogne Franche-Comté.

J'aimerais exprimer mes sincères remerciements à Frédérique de FORNEL et Benoît CLUZEL pour m'avoir proposé ce sujet de thèse mais aussi pour m'avoir encadrée et guidée durant ces années passionnantes. Je tiens à remercier chaleureusement Aurélien COILLET pour ses nombreux conseils, son aide et sa pédagogie qui lui confèrent un véritable rôle dans l'encadrement de ce travail.

Toute ma gratitude va aux équipes de recherche « Optique de Champ Proche » et « Solitons, Lasers et Communications Optiques » pour m'avoir accueillie, et en particulier tous ceux avec qui j'ai eu la chance de collaborer lors de mes travaux : Marlène PETIT, Olivier DEMICHEL et Foued AMRANI. Je remercie également Jean-Marc MULLER et Brice GOURIER de l'atelier de mécanique pour leur aide qui m'a permis de réaliser le montage expérimental utilisé tout au long de cette thèse. Un grand merci à Jean-Baptiste DORY, Jean-Baptiste JAGER, Pierre NOÉ et Jean-Marc FÉDÉLI du CEA *Leti* pour leurs échanges et contributions notamment dans la conception des nombreux échantillons testés durant ces trois années.

Toute ma reconnaissance va à Jean DELLINGER et Philippe GRELU qui m'ont soutenue et conseillée dans le cadre de mon comité de thèse. Je remercie vivement Ségolène CALLARD, Azzedine BOUDRIOUA et Marc DOUAY pour leur présence au jury d'examen et l'attention particulière qu'ils ont portée à ce travail. Merci également à Thibaud HISLER pour sa confiance et sa participation en tant que membre invité du jury.

Enfin tous mes remerciements vont à mes nouveaux collègues, mes amies et ma famille pour leurs encouragements et soutien indéfectible.

Résumé

Mon travail de thèse présenté dans ce mémoire a démarré un nouvel axe de recherche au sein du laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne et s'inscrit dans le programme « Dispositifs pour le traitement de l'information » du Labex ACTION. Ce consortium de recherche vise l'optimisation de toutes les étapes d'un système de traitement d'information, en s'appuyant sur des matériaux nano-structurés et sur des fonctionnalités non-linéaires. Dans ce contexte, cette thèse relève de la génération de signaux optiques dans le proche infrarouge, puisque l'objectif principal est d'hybrider la photonique intégrée à l'optique des LASER en cavité fibrée. Ces LASER innovants hybridant photonique et optique fibrée offrent, de par leur conception, de nombreux avantages particulièrement recherchés dans le domaine des télécommunications, comme par exemple un taux de répétition élevé, supérieur à la centaine de gigahertz, et des impulsions ultracourtes, de l'ordre de la centaine de femtosecondes.

L'élément fondamental de l'approche développée durant ma thèse réside dans l'utilisation de micro-résonateurs gravés sur puce. Le matériau constituant ces structures est le siège de phénomènes non-linéaires qu'il est possible d'exalter afin de générer de nouvelles fréquences. De plus, en insérant la microstructure dans une cavité LASER fibrée, elle peut assurer un verrouillage de mode et donc la génération d'impulsions. Le mélange à quatre ondes filtrant est alors le mécanisme mis en jeu.

Ainsi, pour mener à bien ce nouveau projet, un montage de caractérisation a été conçu. Ce dernier comporte un microscope en champ proche dans le but d'analyser le champ électromagnétique se propageant dans la structure gravée sur puce, et plus particulièrement la propagation non-linéaire des modes guidés. En outre, le développement et l'analyse de microstructures ont été réalisés afin d'optimiser les propriétés linéaires et non-linéaires souhaitées. Pour ce faire plusieurs matériaux tels que le silicium-sur-isolant, les verres de chalcogénures et les nitrures de silicium ont été expérimentés au travers d'une trentaine d'échantillons.

De surcroît des collaborations intra et inter-laboratoires donnent à ce sujet d'étude pluridisciplinaire une grande richesse. Elles ont permis la démonstration de LASER hybrides générant des impulsions avec un taux de répétition de 450 GHz, ainsi que d'imager par microscopie champ proche un élargissement spectral d'une octave dans un guide de nitrure de silicium replié en spirale.

Abstract

My thesis work presented in this doctoral dissertation has started a new research axis within the Carnot Interdisciplinary Laboratory of Burgundy and is part of the « Information processing devices » program of the Labex ACTION. This research consortium aims at optimizing all the steps of an information processing system, using nano-structured materials and non-linear functionalities. In this context, this thesis focuses on the generation of optical signals in the near infrared, with the main objective of hybridizing integrated photonics with fiber laser cavities. These innovative hybrid LASERs offer, by design, many advantages that are particularly sought-after in the field of telecommunications, such as a high repetition rate, greater than 100 gigahertz, and ultra-short pulses, in the order of 100 femtoseconds.

The fundamental element of the approach developed during my thesis is the use of on-chip fabricated micro-resonators. The material constituting these structures is the site of non-linear phenomena that can be exalted to generate new frequencies. In addition, by inserting the microstructure into a fiber LASER cavity, it can ensure mode locking and thus pulse generation. Filter driven-four wave mixing is then the mechanism involved.

In order to successfully carry out this new project, a full characterization bench was designed. The latter includes a near-field microscope to analyze the electromagnetic field propagating in the on-chip fabricated structure, and more particularly the non-linear propagation of guided modes. In addition, the development and analysis of microstructures were carried out in order to optimize the desired linear and non-linear properties. To do this, several materials such as silicon-on-insulator, chalcogenide glasses and silicon nitrides were tested on about thirty samples.

In addition, intra- and inter-laboratory collaborations give this multidisciplinary study subject a great richness. They allowed the demonstration of hybrid LASERs generating pulses with a repetition rate of 450 GHz, as well as the imaging by near-field microscopy of an octave spectral widening in a spiral-folded silicon nitride guide.

Table des matières

Introduction générale	17
1 Introduction à la photonique	21
1.1 La photonique	21
1.1.1 Définition et enjeux	21
1.1.2 État de l'art de la photonique sur silicium	22
1.1.3 Les guides d'onde, brique élémentaire en photonique intégrée	24
1.2 Propagation non-linéaire en photonique intégrée	26
1.2.1 Propriétés linéaires	26
1.2.2 Propriétés non-linéaires	27
1.2.3 L'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée	33
1.3 Optique non-linéaire en cavité intégrée	34
1.3.1 Les micro-cavités étudiées	34
1.3.2 Paramètres caractérisant les micro-cavités	35
1.3.3 La génération de peigne de fréquence dans des micro-anneaux	37
1.4 Conclusion	38
2 La photonique non-linéaire pour le développement de sources impulsionnelles	39
2.1 Introduction	39
2.2 Principe de fonctionnement du LASER	40
2.3 Le LASER à fibre et à blocage de mode	41
2.3.1 La fibre optique comme milieu amplificateur	41
2.3.2 Architectures des cavités fibrées	42
2.3.3 Le verrouillage de mode	42
2.4 Intégration d'une micro-cavité dans une cavité LASER fibrée	44
2.5 Conclusion	45
3 Réalisation d'un banc optique et caractérisation de microstructures SOI	47
3.1 Introduction	47
3.2 Le banc optique	49
3.2.1 Problématique expérimentale de couplage fibre guide	49
3.2.2 Réalisation et description du montage	50
3.3 Étude de la propagation de lumière dans les guides d'onde en silicium	53
3.3.1 Les guides SOI utilisés	53
3.3.2 Caractérisation des pertes	54
3.3.3 Mesure de la dispersion par interférométrie	56
3.3.4 Mesure de la non-linéarité Kerr par élargissement spectral	59
3.4 Conclusion	61
4 Microring en silicium sur isolant en cavité LASER fibrée	65
4.1 Introduction	65
4.2 LASER architecture	66

4.3	Results and discussion	68
4.4	Conclusion	71
5	Développement de matériaux pour la génération d'effets non-linéaires	73
5.1	Introduction	73
5.2	Les verres de chalcogénure	75
5.2.1	Présentation	75
5.2.2	Fabrication	75
5.2.3	Élaboration de la méthode de dessin des microstructures	76
5.2.4	Caractérisation des pertes et optimisation du procédé de fabrication	77
5.2.5	Vieillissement des échantillons	79
5.3	Les nitrures de silicium	79
5.3.1	Présentation	79
5.3.2	Fabrication	80
5.3.3	Caractérisation des pertes	81
5.3.4	Optimisation de la transmission	81
5.3.5	Élargissement spectral mesuré dans des guides d'onde spirales . . .	83
5.4	Conclusion	84
6	Démonstration d'effets non-linéaires dans des guides d'onde en nitrure de silicium	87
6.1	Introduction	87
6.2	Super-continuum dans un guide SiN imagé par microscopie champ proche hyper-spectrale	88
6.2.1	La microscopie en champ proche optique	88
6.2.2	Conception du microscope implémenté sur le banc optique	90
6.2.3	Mesure d'un super-continuum par imagerie champ proche hyper-spectrale	94
6.3	Micro-anneau SiN en cavité LASER fibrée	97
6.3.1	Architecture de la cavité LASER filtrée	97
6.3.2	Résultats et discussion	98
6.4	Conclusion	99
	Conclusion générale	101
	Bibliographie	103

À Esther et Josseline,

Liste des symboles

t	Temps
c	Vitesse de la lumière dans le vide
h	Constante de Planck
ω	Pulsation ou fréquence
λ	Longueur d'onde
n	Indice de réfraction optique
n_0, n_2	Indice de réfraction optique linéaire et non-linéaire
k	Nombre d'onde
\vec{E}	Vecteur champ électromagnétique
\vec{P}	Vecteur polarisation
P_{NL}, ϕ_{NL}	Polarisation et déphasage non-linéaire
A	Enveloppe de l'impulsion
I	Intensité optique
ϵ_0	Permittivité diélectrique
$\chi^{(1)}$	Susceptibilité linéaire
$\chi^{(i)}$	Susceptibilité non-linéaire d'ordre i
V_g, V_ϕ	Vitesse de groupe et vitesse de phase
α_0	Pertes d'absorption
α	Pertes de propagation
C	Pertes de couplage
β	Constante de propagation
β_1	Vitesse de propagation de l'énergie
β_2	Dispersion
γ_k	Coefficient de non-linéarité Kerr
β_{TPA}	Coefficient d'absorption à deux photons
A_{eff}, V_{eff}	Aire et volume effectifs
\mathcal{N}	Solution modale de l'équation de propagation
N_e	Densité des porteurs libres
τ_{eff}	Temps de vie des porteurs libres
h, w, L	Hauteur, largeur et longueur d'un guide d'onde
a, f	Pas et facteur de remplissage d'un réseau coupleur
θ	Angle
σ, μ	Coefficient d'absorption et coefficient de diffusion des porteurs libres
τ_i	Durée d'une impulsion
τ_{ph}	Temps de vie d'un photon dans une cavité optique
R	Rayon d'une cavité optique
t_{cavite}	Temps de parcours d'une cavité optique par une impulsion
N	Nombre de mode dans une cavité optique
Q, \mathcal{F}	Facteur de qualité et finesse d'une cavité optique
ISL ou FSR	Intervalle spectral libre d'une cavité optique

Liste des sigles

<i>AFM</i>	<i>Atomic Force Microscope</i> , microscope à force atomique
<i>ASE</i>	<i>Amplified Spontaneous Emission</i> , émission spontanée amplifiée
<i>CMOS</i>	<i>Complementary-Metal-Oxide-Semiconductor</i>
<i>CVD</i>	<i>Chemical Vapor Deposition</i> , dépôt chimique en phase vapeur
<i>CEA</i>	Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives
<i>DOPT</i>	Département d'Optique et de PhoTonique du CEA <i>Leti</i>
<i>DTSI</i>	Département des Technologies du Silicium du CEA <i>Leti</i>
<i>EDFA</i>	<i>Erbium-Doped Fiber Amplifier</i> , amplificateur à fibre dopée erbium
<i>FCA</i>	<i>Free-Carrier Absorption</i> , absorption des porteurs libres
<i>FCD</i>	<i>Free-Carrier Dispersion</i> , dispersion des porteurs libres
<i>FCI</i>	<i>Free-Carrier-Induced index change</i> , changement d'indice induit par les porteurs libres
<i>FD – FWM</i>	<i>Filter Driven - Four Wave Mixing</i> , mélange à quatre ondes filtrant
<i>FSR</i>	<i>Free Spectral Range</i> , Intervalle Spectral Libre
<i>GVD</i>	<i>Group Velocity Dispersion</i> , dispersion de la vitesse de groupe
<i>ICB</i>	laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne
<i>ISL</i>	Intervalle Spectral Libre
<i>LASER</i>	<i>Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation</i>
<i>Leti</i>	Laboratoire d'électronique et de technologie de l'information
<i>LPCVD</i>	<i>Low-Pressure CVD</i> , dépôt chimique en phase gazeuse basse pression
<i>MEB</i>	Microscope Électronique à Balayage
<i>MEMS</i>	<i>MicroElectroMechanical Systems</i> , systèmes micro-électromécaniques
<i>MI</i>	<i>Modulation Instability</i> , instabilité modulationnelle
<i>MZ</i>	interféromètre de Mach-Zehnder
<i>NLSg</i>	équation Non-Linéaire de Schrödinger généralisée
<i>OCP</i>	Optique de Champ Proche
<i>OMS</i>	Organisation Mondiale de la Santé
<i>OSA</i>	<i>Optical Spectrum Analyzer</i> , analyseur de spectre optique
<i>PVD</i>	<i>Physical Vapor Deposition</i> , dépôt physique en phase vapeur
<i>PC</i>	<i>Polarization Controller</i> , contrôleur de polarisation
<i>PFO</i>	Peigne de Fréquence Optique de Kerr
<i>PM</i>	<i>Polarization Maintaining</i> , maintien de polarisation
<i>PMMA</i>	PolyMethyl MethAcrylate
<i>REACH</i>	enRegistrement, Evaluation et Autorisation des produits CHimiques
<i>RF</i>	<i>Repetition Frequencies</i> , taux de répétition
<i>RIE</i>	<i>Reactive-Ion Etching</i> , gravure ionique réactive
<i>SiNaPS</i>	laboratoire Silicon Nanoelectronics Photonics and Structures, CEA <i>Leti</i>
<i>SLCO</i>	Solitons, Lasers et Communications Optiques
<i>SMF</i>	<i>Single Mode Fiber</i> , fibre monomode à saut d'indice
<i>SMRR</i>	<i>Silicon MicroRing Resonator</i> , résonateur micro-anneau en silicium
<i>SNOM</i>	<i>Scanning Near-Field Optical Microscopy</i> , Microscopie Champ Proche Optique
<i>SOI</i>	<i>Silicon-On-Insulator</i> , silicium sur isolant

LISTE DES SYMBOLES

<i>SPM</i>	<i>Self Phase Modulation</i> , auto-modulation de phase
<i>SRS</i>	<i>Stimulated Raman Scatering</i> , diffusion Raman stimulée
<i>TE</i>	Transverse Électrique
<i>TM</i>	Transverse Magnétique
<i>TPA</i>	<i>Two Photons Absorption</i> , absorption à deux photons
<i>UBFC</i>	Université de Bourgogne Franche-Comté

Introduction générale

Ces cinquante dernières années, le développement de sources impulsionnelles ultracourtes a eu un impact majeur sur notre société, par exemple dans l'échange d'informations, le diagnostic de maladies ou la fabrication de matériaux. De nombreux progrès ont de plus permis la mise au point de systèmes à l'état solide et de système à semi-conducteurs qui assurent la génération d'impulsions à haut taux de répétition [1, 2, 3]. Cependant, il reste difficile de créer une plate-forme très compacte et robuste capable de produire des impulsions femtosecondes ultrarapides sur une large gamme de longueurs d'onde.

Pour autant, de récents travaux de recherche sur la génération et la caractérisation de peignes de fréquence émis par des micro-résonateurs ouvrent la voie à une nouvelle approche pour la génération d'impulsions [4, 5, 6]. Ces peignes de fréquences sont obtenus dans des micro-cavités en photonique intégrée grâce à un phénomène non-linéaire appelé mélange à quatre ondes. Le matériau composant la microstructure est pompé par une onde continue au-dessus d'une puissance seuil à une fréquence de résonance de la cavité. Dans ce processus, deux photons de pompe initiaux sont convertis grâce aux propriétés non-linéaires du matériau en une paire de photons de fréquences différentes. Ces dernières sont alors réparties de part et d'autre de la pompe, et ce en respectant une condition d'accord de phase. Puis, par le jeu d'interactions en cascade, au sein de la cavité, d'autres fréquences verrouillées en mode vont être créées. De cette façon, il est possible d'obtenir des peignes constitués de centaines voire milliers de raies sur une très large bande spectrale.

La possibilité qu'offrent les micro-résonateurs de verrouiller en phase leurs modes de fonctionnement permettrait aux LASER impulsionnels de bénéficier d'une haute qualité spectrale, ce qui aiderait à réaliser de nouvelles sources pour des applications de précision en métrologie, nécessitant une large bande spectrale en spectroscopie, requérant une très grande bande passante en télécommunication et dans de nombreux autres domaines.

C'est ainsi qu'en 2012 Peccianti et *al.* ont présenté pour la première fois dans la littérature un LASER impulsionnel dont le verrouillage de mode est basé sur une micro-cavité [7]. Une nouvelle méthode de blocage de mode y est mise en évidence : *le mélange à quatre ondes filtrant* (FD-FWM). Pompé par un amplificateur à fibre dopée erbium, le micro-résonateur agit comme un filtre en générant de nouvelles fréquences verrouillées en phase et correspondant à ses résonances. Grâce à ce mécanisme, une source d'impulsions avec une largeur de bande de 60 nm et un taux de répétition de 200 GHz est démontrée.

Mon travail de thèse, présenté ici, s'inscrit dans cette thématique pluridisciplinaire et démarre un nouvel axe de travail au sein du laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne. Le principal but est d'hybrider la photonique intégrée à l'optique des LASER fibrés afin de générer des dynamiques impulsionnelles ultracourtes et à hauts taux de répétition dans le proche infrarouge, bénéficiant de l'expertise en optique intégrée de l'équipe *Optique de Champ Proche* ainsi que de celle en LASER fibré verrouillé en mode et en optique non-linéaire de l'équipe *Solitons, Lasers et Communications Optiques*. De plus,

à l'échelle de ma thèse, l'objectif est d'aller au-delà de l'état de l'art en matière de composants nano-photoniques insérés dans un LASER à fibres, en développant et en utilisant d'autres matériaux que l'hydrex, tels que le silicium-sur-isolant, les verres de chalcogénures et les nitrures de silicium. L'enjeu est de fabriquer des structures gravées sur puce à des dimensions micro voire nanométriques telles que les propriétés optiques ne sont plus intrinsèquement liées à la composition du matériau mais aussi à la géométrie de gravure. La fabrication des échantillons est réalisée en collaboration avec le CEA *Leti* selon un procédé en constante optimisation dans le but de minimiser les pertes de propagation. En effet, pour exalter au maximum les non-linéarités nécessaires aux applications de génération de fréquence, le champ électromagnétique se propageant dans les micro-composants doit être confiné et/ou avec la plus grande intensité possible. Il est donc nécessaire de caractériser les échantillons, c'est-à-dire de mesurer leurs pertes, avant leur utilisation. Pour ce faire, un banc optique doit être conçu et validé au laboratoire.

En outre, une fois les échantillons fabriqués et leurs propriétés linéaires quantifiées, nous souhaitons y explorer par microscopie champ proche la propagation non-linéaire. Cette expérience reste à ce jour non-réalisée dans la bibliographie et nécessite la construction d'un microscope à sonde locale sur le banc optique.

Organisation du manuscrit

Le premier chapitre traite de la photonique et plus particulièrement de la photonique intégrée en silicium-sur-isolant. Il présente les propriétés linéaires et les propriétés non-linéaires observées dans les matériaux centro-symétriques tels que ceux utilisés lors de cette thèse. Les micro-cavités gravées sur puce y sont également introduites afin d'aboutir au phénomène de génération de fréquences par mélange à quatre ondes dans les peignes de fréquences.

Le second chapitre représente une introduction aux LASER ; leur histoire et leur principe de fonctionnement y sont succinctement décrits avant de détailler les LASER en cavité fibrée et le verrouillage de mode. Par une explication théorique du blocage de mode par FD-FWM, cette section pose l'objectif principal de la thèse : insérer un micro-anneau dans un LASER à fibres afin de générer des dynamiques impulsionsnelles ultrarapides.

Après une introduction aux problématiques expérimentales définissant le cahier des charges du banc optique pour la caractérisation des échantillons, la conception de l'installation est décrite au troisième chapitre. Il s'agit ensuite de valider le montage grâce à l'étude d'un échantillon de référence. Ce dernier est fabriqué en silicium-sur-isolant, matériau très connu en photonique intégrée. De plus, cet échantillon comporte des microstructures aux dimensions et donc aux propriétés linéaires et non-linéaires très utilisées dans la littérature, ce qui garantit une comparaison des résultats de mesure obtenus.

Dès lors que les microstructures sont caractérisées, elles sont insérées en cavité LASER fibrée dans l'expérience expliquée dans le quatrième chapitre. Malheureusement, pour des raisons détaillées dans la suite de mon mémoire, le silicium-sur-isolant ne constitue pas le candidat idéal à des applications non-linéaires à la fréquence de pompe utilisée.

Aussi, dans le cinquième chapitre, une étude est réalisée afin de développer, en collaboration avec le CEA *Leti*, deux matériaux plus appropriés à la génération de fréquence à notre fréquence de pompe : les verres de chalcogénure et les nitrures de silicium.

Les matériaux ainsi fabriqués se révélant prometteurs en termes de transmission et de propriétés non-linéaires, le sixième et dernier chapitre présente des mesures de génération de fréquence. Une expérience en microscopie champ-proche hyperspectral y est expliquée

puis réalisée afin d'imager la propagation non-linéaire dans un échantillon de nitrure de silicium. De plus, un micro-anneau gravé dans le même matériau est inséré dans une cavité LASER à fibres laissant entrevoir des perspectives réjouissantes.

1 Introduction à la photonique

Sommaire

1.1 La photonique	21
1.1.1 Définition et enjeux	21
1.1.2 État de l'art de la photonique sur silicium	22
1.1.3 Les guides d'onde, brique élémentaire en photonique intégrée	24
1.2 Propagation non-linéaire en photonique intégrée	26
1.2.1 Propriétés linéaires	26
1.2.2 Propriétés non-linéaires	27
1.2.3 L'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée	33
1.3 Optique non-linéaire en cavité intégrée	34
1.3.1 Les micro-cavités étudiées	34
1.3.2 Paramètres caractérisant les micro-cavités	35
1.3.3 La génération de peigne de fréquence dans des micro-anneaux	37
1.4 Conclusion	38

1.1 La photonique

1.1.1 Définition et enjeux

La photonique rassemble l'ensemble des sciences et techniques dédiées à l'étude du photon, de l'ultra-violet proche à l'infra-rouge lointain, aussi bien dans le formalisme corpusculaire que dans le formalisme ondulatoire. La photonique est au photon, ce que l'électronique est à l'électron. Cette branche de la physique vise des applications liées à l'électronique, permettant également la génération, la transmission, le traitement (modulation ou amplification par exemple) et la détection de signaux non pas électriques mais optiques. L'idée, à priori simple, demeure donc de remplacer l'électricité par la lumière pour le transport de l'information. A l'heure où les demandes de calcul, de stockage de données et de communication ne cessent de croître, la photonique en complément ou en remplacement de l'électronique permet un gain considérable en termes de bande passante et de densité. De plus, l'utilisation de l'optique offre la possibilité de réduire la consommation énergétique, car à l'inverse de l'électronique, il n'y a pas de perte par effet Joule. Le problème que pose la dissipation thermique des datacenters pourrait ainsi être solutionné; limiter le réchauffement climatique étant un enjeu majeur de notre siècle. De plus, la recherche et l'innovation dans ce domaine revêt une importance certaine pour la réindustrialisation de notre continent. C'est pourquoi la photonique est aujourd'hui considérée comme une technologie clé par l'Union Européenne.

1.1.2 État de l'art de la photonique sur silicium

Les premiers travaux de recherche ont été menés dans les années 1980 par R. Soref en montrant la propagation optique dans un ruban de silicium [8, 9]. Depuis, la photonique s'est considérablement développée sur silicium (Si), bénéficiant de l'investissement et de l'expérience de l'industrie microélectronique afin d'intégrer sur puce des microstructures. Elle contribue à l'essor d'une plate-forme monolithique pour l'optoélectronique, domaine des sciences et techniques hybridant l'optique à l'électronique [10]. La principale force motrice de la photonique intégrée sur Si est la possibilité d'utiliser une fabrication similaire aux technologies CMOS (*Complementary-Metal-Oxide-Semi-conductor*), ce qui entraîne une production à fort volume et faible coût. De plus ce matériau possède des propriétés particulièrement intéressantes pour l'optique, comme sa transparence dans le proche infrarouge aux longueurs d'onde utilisées pour les télécommunications par fibre optique (1.3 μm à 1.6 μm), son fort contraste d'indice avec les matériaux diélectriques isolants à l'instar de la silice, favorisant le guidage optique mais aussi ses bonnes propriétés mécaniques, permettant d'obtenir des échantillons de grande taille. Cependant, le silicium a un certain nombre d'inconvénients en tant que matériau optique. A haute puissance le silicium est par exemple sujet à des pertes non-linéaires dues à l'absorption à deux photons, phénomène explicité plus loin dans ce chapitre. Dans sa forme de base, il n'est pas idéal pour produire des sources lumineuses, des modulateurs optiques ou des photodétecteurs. Ces éléments constituent pourtant les briques de base indispensables à la photonique sur silicium.

Aussi, ces dernières années, les efforts de recherche du milieu universitaire et de l'industrie ont alimenté la démonstration de solutions multiples à ces problèmes, et à mesure que le temps progresse, de nouvelles approches sont conçues [11].

La génération de lumière

Le silicium est un semi-conducteur à gap indirect, il ne peut donc pas émettre de lumière de manière efficace. Pour contrer cette difficulté, il est nécessaire de faire appel aux éléments des colonnes III-V de la classification périodique, par exemple InP ou GaN. Il existe trois manières de réaliser une source LASER (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) intégrée dans un circuit photonique sur silicium [12, 13] :

1. L'intégration hétérogène consistant à coller des puces de matériau III-V sur une plaque ou *wafer* de silicium sur isolant (SOI pour *Silicon-On-Insulator*, voir figure 1.1). Le SOI est le substrat utilisé en photonique sur silicium, sa composition est explicitée plus loin dans le manuscrit.
2. La croissance par épitaxie directe des couches III-V sur le silicium en utilisant des couches tampons de germanium (Ge) ou autres matériaux pour éviter les dislocations.
3. Une hybridation entre les deux précédentes méthodes donnant lieu à une croissance de matériaux III-V sur une couche de silicium qui sera ensuite liée à un *wafer* en SOI par collage.

La fiabilité des LASER épitaxialement cultivés sur le silicium est actuellement d'environ 4600 h [14]. D'autres possibilités de génération de lumière dans ce matériau com-

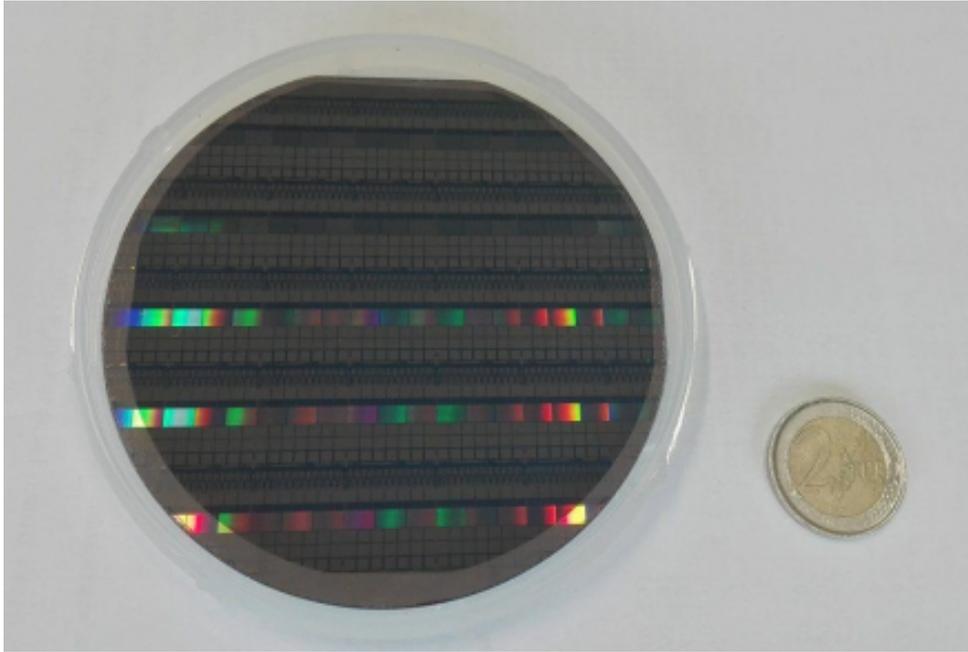


FIGURE 1.1: Un *wafer* de silicium gravé d'une taille de 3 pouces.

prennent l'ingénierie des contraintes du Si et du Ge ou utilisent des ions terres rares, mais toutes ces approches sont encore confrontées à des défis considérables dans la construction de LASER à haute performance. À l'heure actuelle, la majorité des sources lumineuses de la photonique à base de Si se basent sur l'intégration hétérogène ou sur l'approche hybride.

La modulation optique

Les modulateurs optiques, nécessaires au traitement de signal, sont des éléments essentiels dans la plupart des circuits photoniques sur silicium, en particulier ceux dédiés aux data-communications. Cependant, le silicium n'est pas un matériau satisfaisant pour produire un modulateur optique puisqu'il ne présente pas, de par sa structure cristalline centro-symétrique, d'effet Pockels, phénomène pour lequel un champ électrique induit une biréfringence dans le milieu. Des alternatives pour produire une modulation dans ce matériau ont donc dû être trouvées. Plusieurs solutions technologiques sont à l'étude, notamment l'utilisation de l'effet thermo-optique [15] et des structures à base de systèmes micro-électromécaniques (MEMS) [16, 17]. L'approche la plus prometteuse pour la modulation à grande vitesse a été l'utilisation de l'effet de dispersion du plasma, où la modification des concentrations de porteurs de charge entraîne des changements dans l'indice de réfraction et dans l'absorption du matériau [18]. Une autre solution pour obtenir une modulation à grande vitesse est d'introduire des matériaux avec des effets électro-optiques sur le silicium. Des démonstrations ont été menées utilisant des composés tels que SiGe [19], le graphène [20, 21], des composés organiques [22] ou encore des éléments III-V [23]. Bien que certains résultats prometteurs aient été démontrés, revendiquant le téra-bit par seconde [22], jusqu'à présent, des tensions de modulation très élevées ont été nécessaires.

La photodétection

Les photodétecteurs dans le proche infrarouge constituent un autre des éléments essentiels de la photonique sur silicium. Le silicium étant transparent dans l'infrarouge, plusieurs solutions permettant de détecter des signaux optiques sur silicium ont été proposées. L'exigence principale pour les dispositifs actifs étant d'être compatibles avec la technologie silicium et d'offrir la plus faible consommation d'énergie possible tout en conservant des performances élevées en termes de bande passante, d'efficacité et de bruit. L'hétéro-épitaxie de germanium sur silicium offre par exemple un système d'intégration simple, à faible coût et à haut débit qui est entièrement compatible avec les processus et les outils CMOS [24]. En outre, Ge a une forte absorption dans l'infrarouge et est donc considéré comme un matériau prometteur pour la détection optique dans cette gamme de longueurs d'onde. Cependant, l'intégration de Ge sur Si est un défi important en raison de la grande inadéquation du réseau entre ces deux éléments. Des efforts importants ont été réalisés ces dernières années en accordant une attention particulière à la croissance par épitaxie. Aujourd'hui, les photodétecteurs Ge sont considérés comme les périphériques les plus matures de la technologie silicium, offrant des performances de pointe directement comparables à leurs homologues III-V. Les caractéristiques importantes sont : une bande passante supérieure à 50 GHz et une capacité de réponse proche de 1 A W^{-1} [25].

Surmonter toutes ces difficultés mène à l'élaboration des briques de base actives de la photonique intégrée sur silicium. Les efforts en matière de recherche et d'innovation visent à mener à l'intégration totale sur puce de circuits tout optique pour le traitement de signal comme des amplificateurs, des commutateurs ultrarapides et des sources LASER.

1.1.3 Les guides d'onde, brique élémentaire en photonique intégrée

Les guides d'onde représentent l'élément constitutif de base de la photonique intégrée. Environ cent fois plus fins qu'un cheveu, ils permettent, comme dans les fibres optiques, le transport de lumière grâce à la réflexion totale interne.

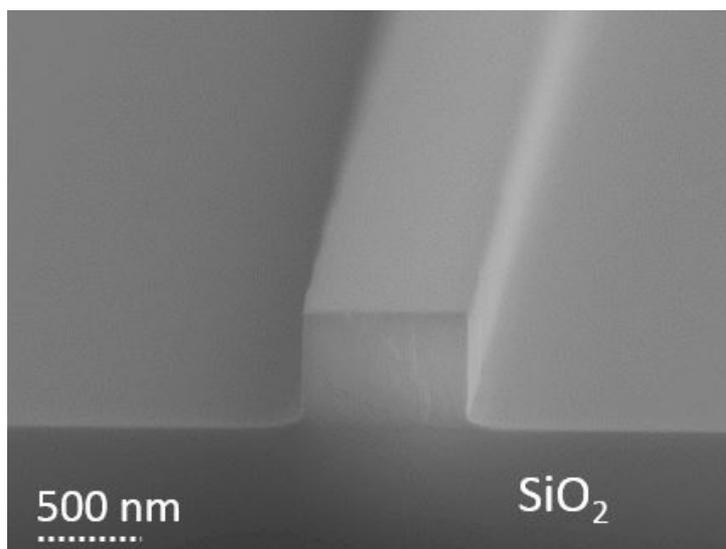


FIGURE 1.2: Image obtenue par *Microscopie à Balayage Electronique* (MEB) d'un guide d'onde en SOI ($h = 220 \text{ nm}$, $w = 500 \text{ nm}$).

En optique géométrique, la loi de Snell-Descartes pour la réfraction exprime le changement de direction d'un faisceau lumineux au niveau d'un dioptre ; un dioptre est une interface entre deux milieux isotropes, homogènes et transparents d'indices différents. Cette loi peut-être utilisée dans un premier temps pour expliquer la réflexion totale interne dans un guide d'onde :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (1.1)$$

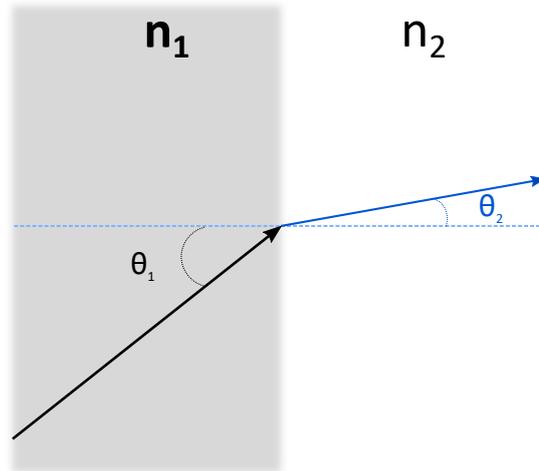


FIGURE 1.3: Schéma définissant les angles de réflexion et réfraction dans la loi de Snell-Descartes. θ_1 et θ_2 sont les angles incident et réfracté respectivement. La condition de réflexion totale est satisfaite si $n_1 > n_2$ et $\theta_2 = \pi/2$.

Les angles θ_1 et θ_2 , représentent respectivement, sur la figure 1.3, l'angle incident et l'angle réfracté. Mathématiquement, si $n_1 > n_2$ et $\theta_2 = \pi/2$ alors le rayon réfracté se trouve sur le dioptre et il y a réflexion totale interne. De cette façon, il est possible de guider certains rayons d'un faisceaux lumineux, dans un milieu d'indice de réfraction élevé cerné par un milieu d'indice de réfraction plus faible.

Comme nous l'avons vu précédemment, la photonique s'est essentiellement développée dans un premier temps sur silicium. Les *wafers* en SOI sont alors composés d'un substrat, à savoir d'une couche de silicium de un à plusieurs millimètres, sur laquelle repose une couche de silice d'une épaisseur de l'ordre du micromètre et dont l'indice optique est $n = 1.45$. Une deuxième couche de silicium est déposée au dessus du substrat. Elle a un indice de réfraction égal à 3.47 et une épaisseur h de quelques centaines de nanomètres. Cette couche est gravée de manière à obtenir un ruban d'une largeur w généralement comprise entre 500 nm et quelques microns, formant ainsi le guide d'onde où la lumière pourra se propager, grâce à la différence d'indice optique entre la silice et l'air d'une part, et le silicium d'autre part. La figure 1.2 illustre un guide d'onde.

Il existe une grande variété de microstructures conçues à partir de guides d'onde associés les uns aux autres et/ou enroulés sur eux-mêmes ; nous en présenterons certaines au fur et à mesure de ce travail. Leur particularité commune est de permettre la propagation de la lumière alors que leurs dimensions sont inférieures à la longueur d'onde de la lumière qu'ils guident. Ces petites tailles impliquent que certaines propriétés normalement intrinsèques au matériau, comme la dispersion de la vitesse de groupe, deviennent dépendantes de

la géométrie de la structure guidante. Par ailleurs, ces petites dimensions favorisent le confinement du champ électromagnétique et donc l'apparition d'effets non-linéaires à des puissances lumineuses relativement faibles, de l'ordre du milliwatt [26, 27, 28].

1.2 Propagation non-linéaire en photonique intégrée

Nous considérons dans cette partie une impulsion dont le champ électrique $\vec{E}(x, y, z, t)$ se propage dans un guide d'onde selon la direction z . $\vec{E}(x, y, z, t)$ est la solution modale de l'équation de propagation qui dérive des équations de Maxwell. La longueur d'onde centrale de l'impulsion λ_0 est égale à $\frac{hc}{2\pi\omega_0}$ où h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière dans le vide et ω_0 la pulsation de la porteuse ou par raccourci mathématiques sa fréquence. L'enveloppe de l'impulsion est notée $A(z, t)$ et représente la localisation temporelle de l'impulsion, de sorte que :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = A(z, t)\vec{E}_0(x, y) \exp(i(\beta_0 z - \omega_0 t)) \quad (1.2)$$

1.2.1 Propriétés linéaires

Les deux propriétés linéaires étudiées ici sont les pertes de propagation et la dispersion de la vitesse de groupe (GVD pour *Group Velocity Dispersion*).

Les pertes de propagation sont dues aux défauts de surface des guides d'onde qui entraînent des réflexions indésirables, ainsi qu'aux fuites vers le substrat et à l'absorption propre du matériau [29, 30]. α_0 caractérise ces pertes et s'exprime en m^{-1} .

La GVD est quant à elle un effet optique dans lequel les fréquences composant une impulsion ne vont pas se propager à la même vitesse [31]. Il a lieu dans un milieu de propagation dispersif ; tous les milieux hormis le vide le sont plus ou moins. Deux vitesses caractérisent une onde : la vitesse de phase $V_\varphi = \frac{c}{n(\omega)}$ pour le déplacement du front d'onde et la vitesse de groupe $V_g = \frac{\partial\omega}{\partial k}$ pour l'énergie du paquet d'onde. Dans le cas d'un milieu non-dispersif, la vitesse de phase est égale à la vitesse de groupe et toutes les composantes se meuvent à la même vitesse. En revanche, dans un milieu dispersif la vitesse de groupe et la vitesse de phase différent, les composantes ne se déplacent plus à la même vitesse. L'indice de réfraction du milieu dépend en effet de la fréquence. D'une manière générale, la dispersion de la vitesse de groupe d'une impulsion s'exprime comme un développement en série de Taylor de la constante de propagation $\beta(\omega)$ autour de la porteuse ω_0 , pulsation centrale du spectre de l'impulsion :

$$\beta(\omega) \approx \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (1.3)$$

Le terme β_1 est l'inverse de la vitesse de groupe tandis que β_2 est le paramètre de dispersion d'ordre 2 traduisant la dépendance de la vitesse de propagation de l'énergie par rapport à la fréquence de l'onde ; son unité est le ps^2/km .

Du fait des faibles dimensions des guides optiques avec lesquels nous travaillons, β_2 dépend de la composition du matériau mais aussi de la géométrie du guide d'onde. Cette dépendance vis-à-vis de la géométrie du guide permet, dans une certaine mesure, de choisir la dispersion de la vitesse de groupe, et ainsi influencer le régime de propagation

en fonction de la valeur de β_2 [32, 33]. Nous distinguons deux régimes de propagation suivant si β_2 est positif ou négatif. Dans le premier cas, le régime est qualifié de normal, tandis que dans le second, il est dit anormal.

1.2.2 Propriétés non-linéaires

Lorsqu'une onde électromagnétique interagit avec la matière, les charges positives du matériau se déplacent suivant la direction et le sens du champ $\vec{E}(x, y, z, t)$, alors que les charges négatives se déplacent dans le sens inverse. Ce phénomène se traduit par une grandeur appelée polarisation induite microscopique. La polarisation linéaire \vec{P} , au premier ordre, pour un matériau isotrope, et pour un champ électromagnétique de faible intensité et/ou peu confiné, s'exprime selon l'équation suivante :

$$\vec{P} \approx \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} \quad (1.4)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide, $\chi^{(1)}$ la susceptibilité électrique d'ordre 1 du matériau et \vec{E} le champ électromagnétique.

Cependant, dans le cas d'une interaction lumière/matière mettant en jeu une onde électromagnétique intense et/ou fortement confinée dans le matériau, la réponse de ce dernier n'est plus proportionnelle à l'excitation optique, soit au champ électromagnétique. Nous parlons alors d'optique non-linéaire. L'équation (1.4) n'est plus une approximation suffisante et les termes d'ordres supérieurs doivent être pris en compte pour décrire les phénomènes non-linéaires. Ainsi la polarisation totale \vec{P} peut s'écrire comme un développement en série pour le champ électromagnétique \vec{E} :

$$\vec{P} \approx \epsilon_0 \left(\underbrace{\chi^{(1)} \vec{E}}_{\text{linéarité, ordre 1}} + \underbrace{\chi^{(2)} \vec{E} \vec{E}}_{\text{non-linéarité d'ordre 2}} + \underbrace{\chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E}}_{\text{non-linéarité d'ordre 3}} + \dots \right) \quad (1.5)$$

où $\chi^{(n)}$ est le tenseur de la susceptibilité diélectrique d'ordre n .

Les effets non-linéaires d'ordre deux n'interviennent pas dans les matériaux centrosymétriques, comme ceux utilisés tout au long de nos travaux, car le tenseur de la susceptibilité électrique au second ordre $\chi^{(2)}$ est nul. Seuls les effets d'ordres supérieurs, détaillés dans les paragraphes suivants, sont alors pris en compte.

L'effet Kerr

L'effet Kerr est un phénomène non-linéaire d'ordre 3 traduisant le fait que l'indice optique du milieu dépend linéairement de l'intensité de l'onde électromagnétique qui le traverse [26] :

$$n = n_0 + n_2 I \quad (1.6)$$

où n_0 est l'indice de réfraction linéaire du milieu, $n_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{2n_0^2\epsilon_0}$ est l'indice non-linéaire du milieu, I est l'intensité de l'onde électromagnétique proportionnelle au carré du champ E . Le coefficient de non-linéarité Kerr caractérise cette propriété non-linéaire d'un guide en $\text{W}^{-1} \text{m}^{-1}$ et il vaut :

$$\gamma_k = \frac{6\pi\chi^{(3)}}{8nA_{eff}} \quad (1.7)$$

où A_{eff} est l'aire effective de la solution modale de l'équation de propagation notée $\mathcal{N}(x, y)$. Dans un guide d'onde en SOI de $500 \times 220 \text{ nm}^2$, comme utilisé lors de nos travaux, $A_{eff} = 0.064 \mu\text{m}^2$ [34]. Mathématiquement, elle est définie comme suit :

$$A_{eff} = \frac{(\int |\mathcal{N}(x, y)|^2 dx dy)^2}{\int |\mathcal{N}(x, y)|^4 dx dy} \quad (1.8)$$

L'effet Kerr est responsable de l'auto-modulation de phase, du mélange à quatre ondes et de l'instabilité modulationnelle que nous allons détailler dans les sections suivantes [35, 36].

L'auto-modulation de phase

L'auto-modulation de phase (noté SPM pour *Self-Phase Modulation*) [37] est donc une conséquence de l'effet Kerr : lors de la propagation d'une impulsion dans un milieu à fort confinement et/ou l'intensité du champ électromagnétique est élevée, l'indice de réfraction est modifié comme expliqué précédemment. Cette modification conduit à une variation de phase optique lors de la propagation de l'impulsion. Le déphasage ϕ_{NL} augmente linéairement avec la longueur de guide L parcourue et est maximal au centre de l'impulsion. Il s'exprime selon la formule :

$$\phi_{NL} = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0} IL \quad (1.9)$$

où λ_0 est la longueur d'onde centrale de l'impulsion.

Cette variation de phase induite par la SPM va elle-même modifier le spectre en fréquence de l'impulsion. Cela s'explique par une génération de photons de fréquences inférieures à celle de la fréquence centrale de l'impulsion ω_0 au niveau du front montant et de fréquences supérieures à ω_0 sur le front descendant. L'impulsion subit un glissement en fréquence connu sous le nom de « chirp » (voir figure 1.4).

L'expression mathématique du chirp est donnée par (1.10) :

$$d\omega(t) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial t} = -\frac{L}{L_{NL}} \quad (1.10)$$

où L est la longueur de propagation du champ E dans le guide d'onde, et L_{NL} est la longueur effective de non-linéarité représentant la distance de propagation pour laquelle les effets non-linéaires deviennent prépondérants sur la dispersion.

Comme l'illustre la figure 1.5, SPM et GVD peuvent ensemble amener à une compression temporelle d'une impulsion. Si $\beta_2 < 0$, le régime de propagation est anormal et les grandes longueurs d'onde composant l'impulsion se déplacent plus vite que les petites longueurs d'onde. Ceci aura pour conséquence un élargissement spectral de l'impulsion et donc une compression temporelle de cette dernière. A l'inverse, lorsque $\beta_2 > 0$, le régime de propagation est dit normal. Les grandes longueurs d'onde composant l'impulsion se déplacent moins vite que les petites longueurs d'onde. Ce qui aura pour conséquence une compression du spectre de l'impulsion et donc un élargissement temporel de cette dernière.

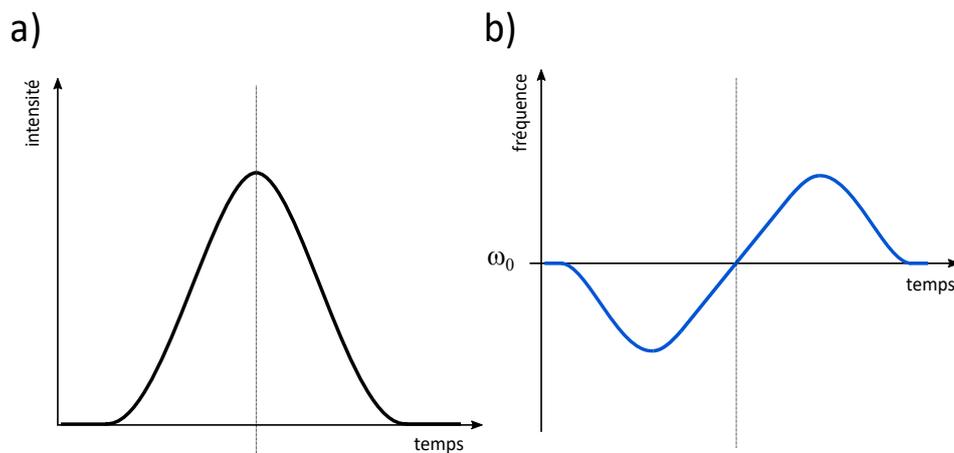


FIGURE 1.4: a. Schéma temporel représentant l'impulsion initiale. b. Schéma temporel représentant l'impulsion a. ayant subi un « chirp », glissement en fréquence, lors de sa propagation dans un milieu non-linéaire. Le front de l'impulsion est décalé vers des fréquences plus basses, tandis que la fin de l'impulsion tend vers des fréquences plus élevées.

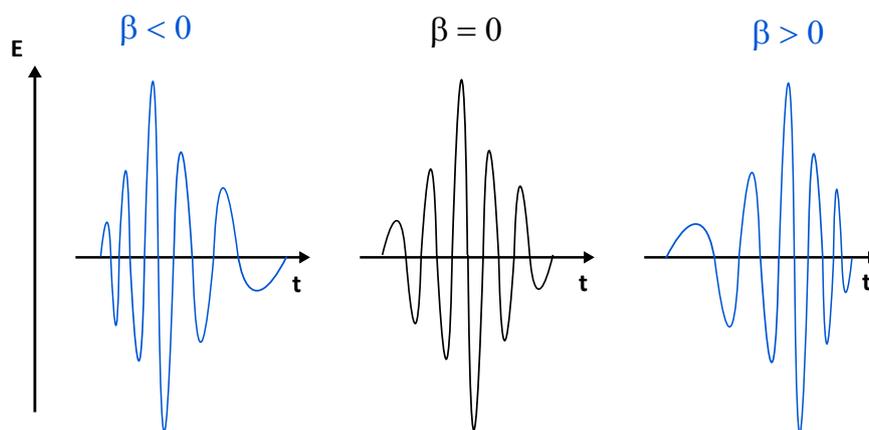


FIGURE 1.5: Schéma temporel représentant l'auto-modulation de phase d'une impulsion dans un milieu non-dispersif (au centre), dispersif anormal (à droite) et dispersif comme normal (à gauche). De par l'action concomitante de la SPM et de la dispersion, l'impulsion se trouve temporellement élargie en régime normal, tandis qu'en régime anormal elle est temporellement compressée.

Le mélange à quatre ondes

Le mélange à quatre ondes est lui aussi un effet non-linéaire du troisième ordre [38]. Comme l'auto-modulation de phase, il voit son origine dans la dépendance de l'indice de réfraction du milieu à l'intensité. Dans ce phénomène, plusieurs ondes de pompe interagissent, dans un milieu dispersif et de non-linéarité Kerr, pour générer de nouvelles fréquences (voir figure 1.6). Prenons l'exemple de deux photons de fréquences différentes ω_1 et ω_2 . Le mélange à quatre ondes est le phénomène qui permet de générer deux nouvelles fréquences ω_3 et ω_4 à partir des fréquences originelles par interaction dans le matériau en respectant la conservation de l'énergie et avec accord de phase.

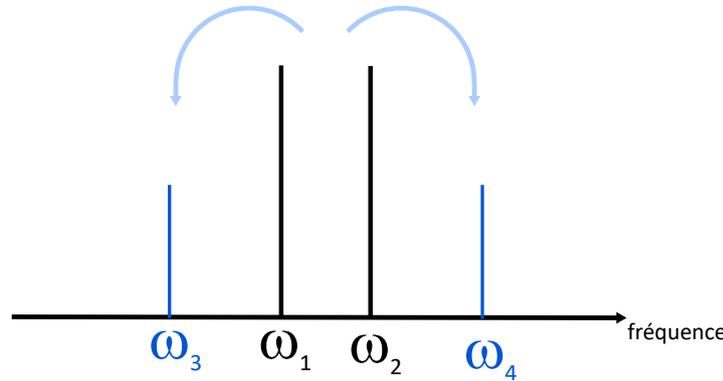


FIGURE 1.6: Schéma fréquentiel représentant le mélange à quatre ondes. Deux photons de pompe de fréquences ω_1 et ω_2 vont interagir dans le milieu non-linéaire et dispersif pour créer deux nouveaux photons de fréquences ω_3 et ω_4 .

Lorsque l'écart entre les deux fréquences de pompe est petit devant la fréquence centrale, la polarisation non-linéaire s'écrit :

$$\vec{P}_{NL} = \frac{3\epsilon_0\chi^{(3)}}{4} |\vec{E}_{tot}|^2 \vec{E}_{tot} \quad (1.11)$$

où \vec{E}_{tot} est le champ électrique de pompe total tel que : $\vec{E}_{tot} = \vec{E}(\omega_1) + \vec{E}(\omega_2)$. Le terme de mélange à quatre ondes apparaîtrait en remplaçant \vec{E}_{tot} dans l'équation (1.11) :

$$\vec{P}_{NL} = \frac{3\epsilon_0\chi^{(3)}}{4} \left[\underbrace{|\vec{E}_1|^2 \vec{E}_1}_{\text{effet Kerr } \omega_1} + \underbrace{|\vec{E}_2|^2 \vec{E}_2}_{\text{effet Kerr } \omega_2} + \underbrace{2|\vec{E}_1|^2 \vec{E}_2 + 2|\vec{E}_2|^2 \vec{E}_1}_{\text{effet Kerr croisé}} + \underbrace{\vec{E}_1^2 \vec{E}_2^* + \vec{E}_1^* \vec{E}_2^2}_{\text{mélange à quatre ondes}} \right] \quad (1.12)$$

Les termes d'effet Kerr et de Kerr croisé représentent le changement d'indice vu par un photon de pompe du fait de la présence de l'autre.

L'instabilité modulationnelle

L'instabilité modulationnelle ou MI (pour *Modulation Instability*) peut apparaître lorsqu'une onde incidente, dite de pompe, continue ou quasi-continue, se propage dans un

milieu dispersif et de non-linéarité Kerr. L'onde perturbée vient alors à se briser spontanément en train d'impulsions [35]. La MI est en général observée dans un régime de dispersion anormale, mais peut aussi être étudiée en régime normal avec un pompage proche du zéro de dispersion associé à des conditions sur les coefficients de dispersion d'ordres supérieurs.

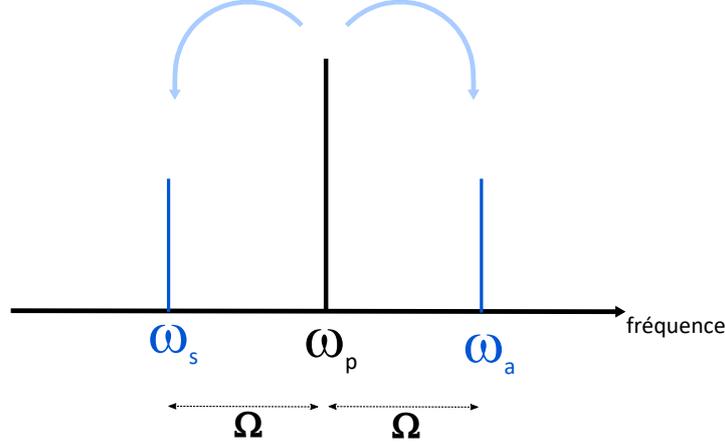


FIGURE 1.7: Schéma fréquentiel représentant l'instabilité modulationnelle. Deux photons de pompe de même fréquence ω_p vont interagir dans le milieu non-linéaire et dispersif pour créer deux nouveaux photons de fréquences ω_s et ω_a .

Dans ce phénomène, deux photons de pompe à la fréquence porteuse ω_p interagissent avec le milieu non linéaire et dispersif, pour créer simultanément deux autres photons, l'un à la fréquence Stokes $\omega_s = \omega_p - \Omega$ et l'autre à la fréquence anti-Stokes $\omega_a = \omega_p + \Omega$ (voir figure 1.7). La condition de conservation d'énergie est ainsi respectée :

$$2\|\vec{E}_p\|^2 = \|\vec{E}_s\|^2 + \|\vec{E}_a\|^2 \quad (1.13)$$

La condition d'accord de phase, inductrice de la conservation de la quantité de mouvement, s'écrit :

$$2k_p = k_s + k_a \quad (1.14)$$

Les bandes Stokes et anti-Stokes augmentent de cette manière ensemble au détriment de l'onde de pompe qui est au fur et à mesure déplétée. À ce transfert d'énergie correspond temporellement une amplification de la modulation de l'enveloppe de l'onde, qui évolue vers un train d'impulsions. Une fois que ce transfert vers les bandes spectrales latérales a atteint son maximum, l'énergie contenue dans ces bandes et leurs harmoniques retourne petit à petit vers l'onde de pompe, de telle façon que l'onde initiale est totalement reconstituée.

Ce processus peut-être considéré comme du mélange à quatre ondes dégénéré, car deux nouveaux photons de fréquences distinctes sont créés à partir de deux photons de fréquence identique.

La diffusion Raman stimulée

Le processus de diffusion Raman [39, 40] (SRS pour *Stimulated Raman Scattering*) est dû à la conversion d'une onde de pompe, continue ou quasi-continue, de fréquence ω_p en une onde de fréquence Stokes plus faible ω_s ou en une onde de fréquence anti-Stokes plus grande ω_a . La différence d'énergie se trouve absorbée par un quantum de vibration du réseau cristallin, à savoir un phonon optique. De cette façon, l'onde Stokes générée voit son intensité croître progressivement et peut de nouveau servir de pompe pour un autre phénomène Raman, et ainsi de suite : c'est le principe de fonctionnement des LASER Raman en cascade [41].

La diffusion Raman peut également se produire dans le large spectre optique d'une impulsion ultra-courte, décalant l'enveloppe spectrale des impulsions vers les longueurs d'onde plus longues.

N'ayant pas observé ce phénomène durant nos travaux, il est négligé dans la suite de ce mémoire.

L'absorption à deux photons

L'absorption à deux photons, couramment appelée par son acronyme anglais TPA pour *Two Photons Absorption*, est également un effet non-linéaire de troisième ordre [42, 43]. Le silicium étant un semi-conducteur, son gap électronique correspond à l'énergie de photons dont la longueur d'onde d'émission est de 1000 nm : il pourra donc y avoir absorption simultanée de deux photons de longueurs d'onde comprises entre 1000 nm et 2000 nm. Dans ces conditions, un électron de la bande de valence peut-être excité pour atteindre le niveau énergétique de la bande de conduction, comme l'illustre la figure 1.8.

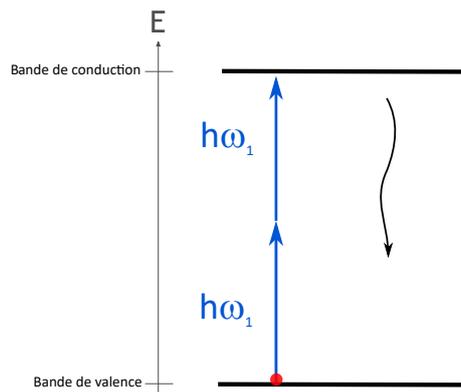


FIGURE 1.8: Diagramme énergétique de l'absorption à deux photons (TPA). Grâce à l'absorption de deux photons, un électron sur la bande énergétique de valence peut atteindre la bande énergétique de conduction.

Ce phénomène consomme de la puissance optique au détriment d'autres effets non-linéaires jugés utiles pour la génération de nouvelles fréquences, comme l'effet Kerr ou l'instabilité modulationnelle. Il est donc considéré comme préjudiciable pour les applications visées.

Les effets des porteurs libres

L'absorption à deux photons génère des paires électrons-trous par le transfert d'électrons de la bande de valence à la bande de conduction. Ceci a pour conséquence de modifier l'indice de réfraction (FCI pour *Free-Carrier-Induced index change*) ou de conduire ces électrons vers des états de plus haute énergie par l'absorption d'autres photons (FCA pour *Free-Carrier Absorption*) [44]. Ces deux phénomènes linéaires sont donc conditionnés par un effet non-linéaire du troisième ordre, c'est pourquoi ils sont considérés comme non-linéaires d'ordre 5.

La densité de porteurs libres notée $N_e(z, t)$ évolue en fonction de leur temps de vie τ_{eff} et de la TPA selon l'équation (1.15) :

$$\frac{\partial N_e(z, t)}{\partial t} = \frac{\beta_{TPA}}{2A_{eff}^2 \hbar \omega_0} |A(z, t)|^4 - \frac{N_e(z, t)}{\tau_{eff}} \quad (1.15)$$

Les différents mécanismes de recombinaison des porteurs libres conditionnent τ_{eff} et sont liés aux propriétés propres du matériau mais aussi à la géométrie et à la fabrication des guides d'onde. Une paire électron-trou peut être annihilée par création d'un photon, création d'un phonon ou transfert d'énergie cinétique à un autre électron, phénomène appelé effet Auger [45]. La création d'un photon n'est pas aisée en raison du gap indirect du silicium mais peut néanmoins avoir lieu grâce à un état inter-bande issu de la présence d'une impureté ou d'un défaut structural. Il s'agit de la recombinaison SHR (pour *Shockley-Hall-Read recombination*) [46]. Si l'effet Auger est intrinsèquement prépondérant dans le silicium, c'est le processus SHR qui domine dans les guides d'onde silicium, en raison d'un fort ratio surface/volume et donc de la présence d'un plus grand nombre de défauts surfaciques. De plus, l'intensité lumineuse de l'onde se propageant dans la micro-structure influe sur la densité des porteurs libres et donc sur leur temps de vie. Pour des guides d'onde SOI, aux dimensions utilisées lors des travaux présentés ici ($220 \times 500 \text{ nm}^2$), τ_{eff} est de l'ordre de 5 ns pour $N_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [44, 47], en supposant que la densité des porteurs libres évolue peu afin de fixer leur temps de vie.

La propagation d'une onde d'enveloppe $A(z, t)$, dans un guide d'onde, soumise uniquement aux effets des porteurs libres est décrite par l'équation suivante :

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = -\frac{\sigma}{2}(1 + i\mu) \frac{\beta_{TPA}}{2A_{eff}^2 \hbar \omega_0} e^{\left(\frac{-t}{\tau_{eff}}\right)} A^5(z, t) \quad (1.16)$$

où σ et μ sont respectivement les coefficients d'absorption et de diffusion des porteurs libres.

1.2.3 L'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée

La propagation d'une impulsion d'enveloppe $A(z, t)$ suivant z , dans un guide d'onde silicium, soumise aux effets linéaires et non-linéaires explicités précédemment, est décrite par l'équation non-linéaire de Schrödinger généralisée (NLSg). Cette dernière découle des équations de Maxwell [48] et s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = & \left(\begin{array}{cc} \underbrace{-\frac{\alpha_0}{2}}_{\text{Pertes linéaires}} & \underbrace{-i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}}_{\text{Dispersion}} \end{array} \right) |A(z, t)| \\
 & + \left(\begin{array}{cc} \underbrace{i\frac{\gamma_K}{2}}_{\text{Effet Kerr}} & \underbrace{-\frac{\beta_{TPA}}{2A_{eff}}}_{\text{Absorption à deux photons}} \end{array} \right) |A^2(z, t)| \times A(z, t) \\
 & - \left(\begin{array}{c} \underbrace{\frac{\sigma}{2}(1+i\mu)\frac{\beta_{TPA}}{2\hbar\omega_0 A_{eff}^2} e^{\left(\frac{-t}{\tau_{eff}}\right)}}_{\text{Effets des porteurs libres}} \end{array} \right) A^5(z, t)
 \end{aligned} \tag{1.17}$$

Cette célèbre équation est une équation aux dérivées partielles selon le temps et l'espace, et non-linéaire d'ordres 3 et 5. Sa résolution est menée numériquement grâce à la méthode de *split-step Fourier* expliquée et utilisée dans le paragraphe 3.3.4.

A noter que nous avons négligé l'échauffement du silicium induit par les phonons lors de la génération ou la recombinaison des porteurs libres. Cette augmentation locale de la température modifie l'indice effectif de réfraction et dilate le matériau. Dans les deux cas, cela a pour conséquence l'augmentation du chemin optique parcouru par l'onde guidée. Dans le silicium, la dilatation du matériau est négligeable devant la variation de l'indice de réfraction, néanmoins ceci peut être relativement important lorsqu'il s'agit d'une onde confinée dans une cavité [49, 50].

1.3 Optique non-linéaire en cavité intégrée

1.3.1 Les micro-cavités étudiées

Il existe plusieurs types de micro-cavités optiques basées sur la propagation guidée par réflexion totale interne, comme les micro-disques, micro-sphères ou encore les micro-tores [51]. Toutes font partie de la famille des « résonateurs à modes de galeries ». Leur origine remonte au XIX^{ème} siècle, lors de l'étude de propriétés particulières d'ondes acoustiques se propageant le long d'un mur courbé. L'exemple le plus célèbre demeure celui du dôme de la Cathédrale Saint-Paul à Londres : une personne placée d'un côté du dôme entend distinctement une autre chuchoter à 30 m, si placée diamétralement à l'opposé d'elle. Lord Rayleigh expliqua ce phénomène par des réflexions multiples sur la paroi intérieure du mur du dôme [52]. Ainsi en transposant dans le domaine de l'optique, un mode de galerie est une onde se propageant dans un résonateur par réflexions totales internes multiples et qui revient à son point initial pour interférer avec elle même.

Durant nos travaux de recherche, nous avons utilisé des résonateurs à modes de galeries particuliers : des micro-anneaux [53]. Leur particularité réside dans le fait que contrairement à une micro-sphère ou un micro-disque, il n'y a pas plusieurs modes spatiaux qui résonnent simultanément dans la cavité mais un seul. En effet, un micro-anneau ou micro-ring est composé d'un guide d'onde monomode qui s'enroule sur lui même. La figure 1.9 présente une telle microstructure et montre deux guides droits longeant le guide enroulé

qui forme la cavité.

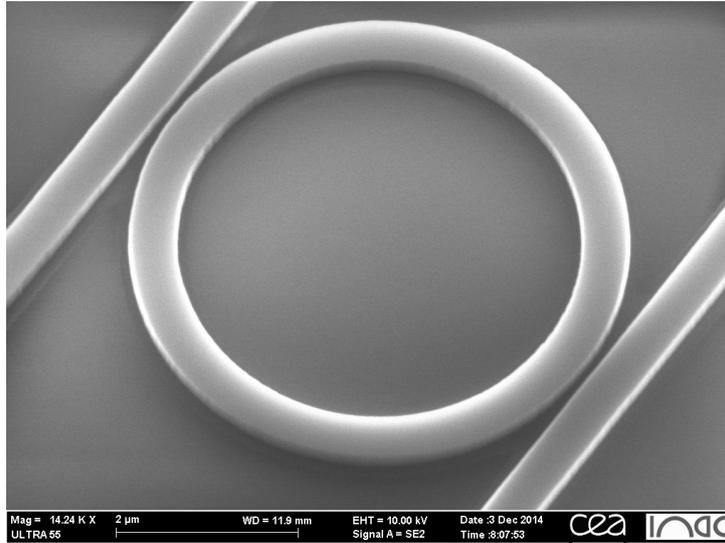


FIGURE 1.9: Image MEB d'un microring, composé de guides d'onde en SOI ($h = 220$ nm, $w = 500$ nm, et de rayon $R = 100$ nm).

En outre, il est important de noter que toutes les longueurs d'onde ne peuvent résonner à l'intérieur d'une micro-cavité. Pour avoir des interférences constructives et donc résonance, il faut que la longueur de la cavité soit égale à un nombre entier de longueur d'onde multiplié par l'indice effectif, ce qui s'écrit : $\lambda = \frac{2\pi R}{n l}$, où λ est la longueur d'onde de propagation considérée, R le rayon de la cavité, n l'indice de réfraction du milieu et l un nombre entier [54, 55]. Dans le résonateur de la figure 1.10, le signal optique est injecté dans la cavité par le port *In*. Celles satisfaisant la condition de résonance vont être couplées dans l'anneau et résonner pour être mesurées via le port *Drop*, tandis que celles ne satisfaisant pas cette condition vont être directement transmises le long du guide supérieur et mesurées par le port *Through*.

1.3.2 Paramètres caractérisant les micro-cavités

La condition de résonance quantifie les fréquences acceptées dans la cavité. Elles sont donc espacées d'un intervalle appelé Intervalle Spectral Libre ou ISL (FSR en anglais pour *Free Spectral Range*). D'après la condition de résonance vue précédemment, l'intervalle spectral libre vaut :

$$ISL = \frac{c}{2\pi R n} \quad (1.18)$$

Etant données les dimensions des résonateurs utilisés dans la suite de mon travail, les intervalles spectraux libres varient de quelques gigahertz à quelques centaines de gigahertz. En l'absence de pertes, une onde résonante se propagerait dans le résonateur pendant un temps infini. Mais en réalité il y a des pertes et le temps de résonance ou temps de vie des photons dans la cavité, noté τ_{ph} , est fini [56]. Les pertes sont en partie dues aux propriétés intrinsèques du matériau et à sa fabrication, comme la TPA, les défauts de surface ou la diffusion de volume. Mais elles voient également leur origine dans des propriétés

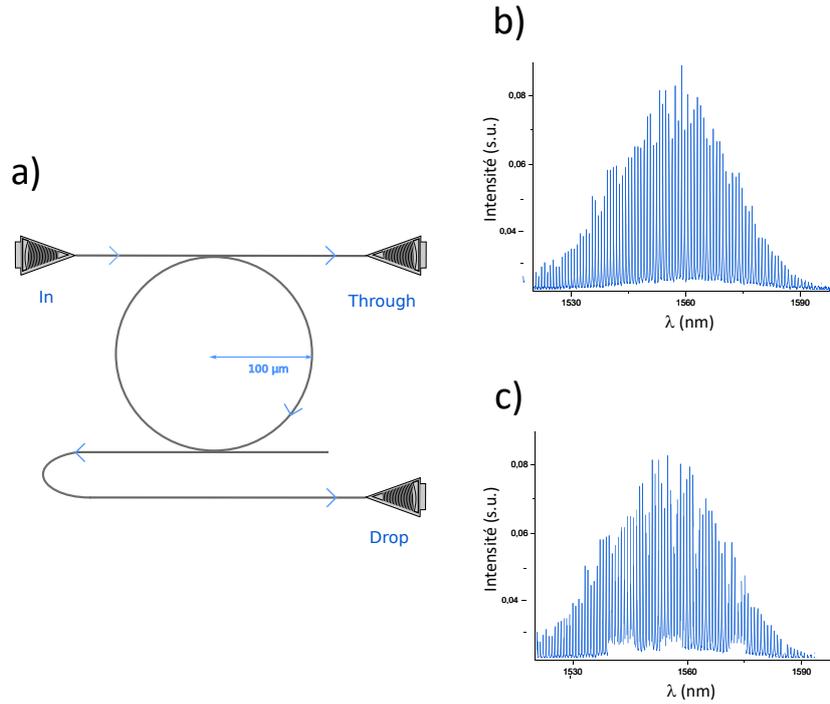


FIGURE 1.10: a. Schéma d'un microring. L'onde incidente est injectée via le port *In*. Les longueurs d'onde satisfaisant la condition de résonance $\lambda = \frac{2\pi R}{n l}$ vont résonner dans la cavité et être mesurées en sortie du port *Drop* dans le spectre c., tandis que les longueurs d'onde ne satisfaisant pas la condition de résonance vont être directement transmises par le port *Through* et être mesurées dans le spectre b.

extrinsèques au matériau, comme le rayon de courbure donné à la cavité, la manière dont est injectée la lumière dans la microstructure ou encore le couplage entre les différents guides la composant.

A partir du temps de vie des photons dans la cavité τ_{ph} , on définit le facteur de qualité Q et la finesse \mathcal{F} comme :

$$Q = \omega_0 \tau_{ph} = \frac{\omega_0}{\delta\omega} = \frac{\omega_0 \mathcal{F}}{ISL} \quad (1.19)$$

où ω_0 et $\delta\omega$ sont respectivement la fréquence centrale et la largeur à mi-hauteur d'une résonance. Ainsi, plus les pertes seront faibles, plus le temps de vie des photons dans la cavité τ_{ph} , la finesse \mathcal{F} et le facteur de qualité Q seront grands, et plus la largeur spectrale de la résonance $\delta\omega$ sera faible. Par convention, dans la communauté photonique, les facteurs de qualité supérieurs à 10^3 sont qualifiés d'élevés tandis que ceux supérieurs à 10^8 sont qualifiés de très-élevés. A une longueur d'onde de 1550 nm, ces Q correspondent respectivement à des τ_{ph} de l'ordre de 10^{-12} et 10^{-7} s.

L'obtention de facteurs de qualité et de finesse les plus grands possibles, c'est à dire avec le moins de pertes possibles, est très recherchée pour plusieurs aspects : la résonance très fine associée permet de filtrer très sélectivement des signaux optiques, le temps de vie de photon très long permet une accumulation du champ dans la cavité et une très forte interaction avec la matière, et donc des effets non-linéaires très importants [57]. De plus, de tels facteurs de qualité permettent également de générer des effets non linéaires avec des puissances de pompe plus faibles, car les puissances de seuil sont généralement

de l'ordre de Q^{-1} avec $n \geq 1$ [58].

1.3.3 La génération de peigne de fréquence dans des micro-anneaux

Dans les matériaux centro-symétriques, les effets non-linéaires du troisième ordre, comme l'effet Kerr, permettent la génération de nouvelles fréquences. Lorsque ce processus est associé à la nature résonnante et discrète des micro-cavités, il peut conduire à la formation de peignes de fréquences. Un *Peigne de Fréquence Optique* (PFO) est un ensemble de raies spectrales équidistantes et disposées de part et d'autre de la fréquence de pompe.

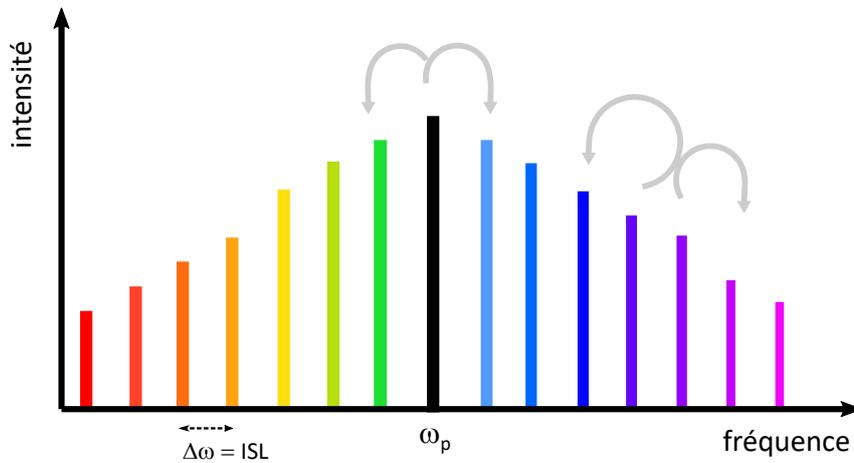


FIGURE 1.11: Schéma fréquentiel expliquant le processus de formation d'un peigne de fréquences optique de Kerr. A partir d'une fréquence de pompe ω_p et grâce aux effets Kerr dégénéré et non-dégénéré sont créées de nouvelles fréquences espacées entre elles d'un ISL du résonateur.

Pour former une telle structure spectrale, il est nécessaire de coupler une onde LASER continue dans une micro-cavité à une longueur d'onde résonante. Au dessus d'une certaine puissance seuil, cette onde de pompe va générer des effets non-linéaires comme exposé sur la figure 1.11. Au commencement, le mélange à quatre ondes dégénéré va permettre l'apparition de deux raies de chaque côté de la fréquence de pompe. Puis par le jeu d'interactions entre les différentes fréquences résonnant dans la cavité, d'autres vont être créées et ainsi de suite. De cette façon, il est possible d'obtenir des peignes de fréquences constitués de centaines voire milliers de raies sur plus d'une octave. Ces raies sont espacées les unes par rapport aux autres d'un ISL, et donc sont distantes de la fréquence de pompe d'un nombre entier d'ISL. De plus grâce à la dispersion globale du résonateur, le spectre en fréquence peut être adapté et diverses dynamiques peuvent être observées.

Plusieurs théories modélisent les peignes de fréquences optiques de Kerr. Bien qu'elles ne soient pas abordées ici, de nombreuses références les décrivent [59, 60, 61, 62, 63]. Il en découle l'expression de la puissance seuil P_{seuil} au-dessus de laquelle peut être formé un PFO [64, 65] :

$$P_{seuil} = \frac{\omega_p n_0^2 V_{eff}}{4cn_2 Q^2} \quad (1.20)$$

où ω_p est la fréquence de pompe et V_{eff} est le volume effectif du mode résonnant dans la cavité tel que $V_{eff} = A_{eff} \times L$ avec L la distance de propagation.

Ainsi la puissance seuil est inversement proportionnelle au carré du facteur de qualité de la micro-cavité. Plus ce dernier sera grand, plus il sera possible voire aisé de générer des effets non-linéaires et donc un PFO. Des facteurs de qualité de microrings de l'ordre de 10^6 ont permis la formation de peignes de fréquences dans différents matériaux dont le silicium sur isolant [66], le nitrure de silicium [67, 68] et le verre de silice [69], ouvrant la voie à une multitude d'applications en spectroscopie et en télécommunication [63] mais aussi à la réalisation de sources impulsionnelles à large bande spectrale.

1.4 Conclusion

La photonique est donc un vaste et récent champ de recherche qui regroupe une multitude de disciplines liées au photon, de l'ultraviolet proche à l'infrarouge lointain. Elle revêt un intérêt particulier dans les télécommunications et a connu un essor important à la fin du XX^{ème} siècle, bénéficiant de l'investissement et de l'expérience de l'industrie microélectronique.

Ces microstructures sont constituées de guides aux dimensions micro voire nanométriques appelés guides d'onde. Ces derniers, comme leur nom l'indique, permettent le guidage de la lumière par le biais de la réflexion totale interne, alors que leurs dimensions sont inférieures à la longueur d'onde qu'ils guident. Cela entraîne la dépendance de certaines propriétés à la géométrie de la structure, comme la GVD. De plus, la lumière y est si confinée qu'il est possible de générer des effets non-linéaires à des puissances de l'ordre du watt soit une trentaine de dBm.

Dans les matériaux centro-symétriques, les effets non-linéaires du troisième ordre sont particulièrement intéressants car ils permettent la création de nouvelles fréquences à partir d'une fréquence de pompe ainsi qu'un élargissement spectral.

De cette façon, en utilisant des micro-anneaux avec des facteurs de qualité suffisamment grands, il est possible de générer des peignes de fréquences optiques de Kerr. Cette méthode ouvre la voie à la réalisation de LASER impulsionnels à hauts taux de répétition. Néanmoins le silicium étant un semi-conducteur à gap électronique indirect, il n'émet pas de lumière de manière efficace. Cela remet en question la faisabilité d'une source lumineuse en tout intégré où il serait possible de créer des photons, sur le *wafers*, pouvant ensuite générer des effets non-linéaires lors de leur guidage dans les microstructures. Aussi, il est indispensable d'envisager un autre moyen pour pomper le milieu. Pour contourner cette difficulté il est choisi d'amener l'onde de pompe génératrice d'effets non-linéaires, depuis une source extérieure, dans les microstructures gravées sur puce.

2 La photonique non-linéaire pour le développement de sources impulsives

Sommaire

2.1	Introduction	39
2.2	Principe de fonctionnement du LASER	40
2.3	Le LASER à fibre et à blocage de mode	41
2.3.1	La fibre optique comme milieu amplificateur	41
2.3.2	Architectures des cavités fibrées	42
2.3.3	Le verrouillage de mode	42
2.4	Intégration d'une micro-cavité dans une cavité LASER fibrée	44
2.5	Conclusion	45

2.1 Introduction

Le premier chapitre introduit la photonique et plus particulièrement la photonique intégrée sur SOI. Après un tour d'horizon des propriétés linéaires et non-linéaires observées dans les matériaux centro-symétriques, impliquant un fort confinement du champ électromagnétique, les micro-anneaux ont été présentés. Ces microstructures offrent l'opportunité de générer de nouvelles fréquences lorsque leurs facteurs de qualité sont suffisamment élevés, grâce à l'effet Kerr du matériau. Pour ce faire une onde continue de pompe est nécessaire. Cette dernière ne peut malheureusement pas être émise par une source qui est directement intégrée sur puce, car le silicium est un semi-conducteur à gap indirect et donc un mauvais émetteur de lumière. Cependant il est possible d'utiliser une source externe pour pomper le milieu en injectant la lumière provenant d'un système extérieur dans les microstructures présentes sur le *wafers*. Ainsi en alliant des LASER externes aux micro-cavités il est possible d'assurer l'exaltation des propriétés non-linéaires du matériau qui les compose et par conséquent de fabriquer des sources à large bande spectrale.

Ce second chapitre pose l'objectif du travail de thèse : hybrider la nano-photonique non-linéaire à l'optique des LASER en cavité fibrée pour la génération de dynamiques impulsives ultra-courtes à haut taux de répétition. A cet effet nous commencerons par rappeler l'histoire et le principe de base des LASER. Si une multitude de LASER existe aujourd'hui, nous nous concentrons surtout sur la description architecturale et fonctionnelle des LASER basés sur des cavités fibrées. Puis le principe du verrouillage de mode, permettant l'obtention d'impulsions, est développé. Pour terminer, l'incorporation d'un micro-anneau dans une cavité fibrée est explicitée, avec le principe et les très intéressants bénéfices attendus d'une telle hybridation.

2.2 Principe de fonctionnement du LASER

Si A. Einstein a décrit le principe de l'émission stimulée en 1916 [70], c'est plusieurs dizaines d'années plus tard qu'est né le LASER. En effet, il fut peu aisé pour la communauté scientifique de trouver comment procéder au pompage optique, et donc, à l'inversion de population nécessaire au fonctionnement d'une telle source lumineuse. La solution fut apportée de manière théorique par A. Kastler en 1950 [71] et fut expérimentalement validée deux années plus tard par J. Brossel et J. Winter [72]. C'est ainsi que, grâce à T. Maiman, le premier LASER vit le jour en 1960 dans un cristal de rubis [73]. Par la suite, la recherche sur les sources LASER s'est grandement intensifiée et ramifiée, utilisant des milieux amplificateurs solides, liquides ou gazeux et adoptant différentes configurations. La grande versatilité des configurations offre une multitude d'applications dans des secteurs d'activités variés, révolutionnant dès lors le monde des sciences et techniques.

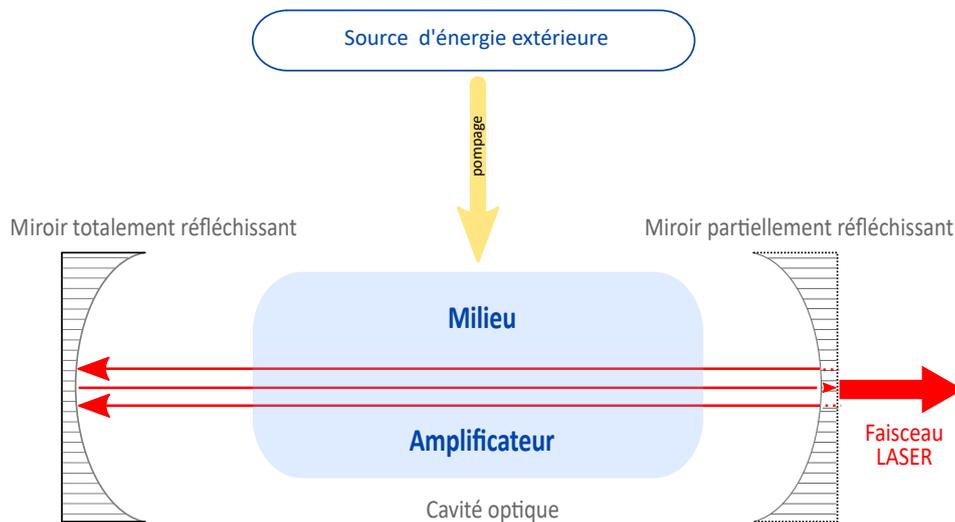


FIGURE 2.1: Schéma de principe du LASER. Un milieu amplificateur se trouve dans la cavité optique formée par deux miroirs, un totalement réfléchissant et un partiellement réfléchissant, qui sont l'un en face de l'autre. Le pompage assuré par une source d'énergie extérieure permet l'inversion de population. La lumière se trouve ainsi amplifiée à chaque aller-et-retour dans la cavité optique.

La figure 2.1 schématise le principe du LASER où l'architecture générale du dispositif requiert une cavité optique, un milieu amplificateur et un pompage. Cependant, comme mentionné précédemment, il existe une multitude de configurations. Historiquement, le LASER se compose d'un milieu amplificateur, siège de l'émission stimulée, dans une cavité optique dite « Pérot-Fabry », c'est à dire constituée de deux miroirs se faisant face. De cette façon, les miroirs réfléchissent la lumière qui est amplifiée à chaque traversée du milieu amplificateur. Les pertes cumulées de la cavité sont ainsi compensées, condition sine qua non de l'émission LASER. Le pompage, indispensable pour créer l'inversion de population, alimente le milieu amplificateur en énergie par le biais d'une source externe. Le miroir en sortie est partiellement réfléchissant, il laisse donc passer une partie de la lumière. Le faisceau LASER ainsi obtenu offre l'avantage d'être très directionnel et quasi monochromatique, synonyme de cohérence spatiale et temporelle. Il en résulte une grande densité de puissance.

2.3 Le LASER à fibre et à blocage de mode

2.3.1 La fibre optique comme milieu amplificateur

Quelques années après l'invention du premier LASER par T.Maiman [73], a commencé l'histoire des LASER à cavité fibrée. Grâce à C.J. Koeter et E. Snitzer, le milieu amplificateur devint un barreau de verre de barrium, fortement multimode, dopé aux ions terres rares [74]. Au milieu des années 1960 fut produit un effet LASER dans un filament de *PolyMethyl MethAcrylate* (PMMA) dopé à l'erbium tris et pompé transversalement par une lampe flash au xénon [75]. C'est en 1973 que le premier pompage longitudinal dans une fibre optique, dopée Nd^{3+} , fut réalisé [76, 77]. Ce LASER émettait 10 dBm à $1.06 \mu\text{m}$ pour une puissance de pompage 14 fois plus importante. Le manque de pureté des fibres optiques induisait d'importantes pertes pour de faibles efficacités de pompage. Il fallut attendre une dizaine d'années pour que des progrès significatifs soient faits dans le domaine des fibres optiques.

En 1985, R.J. Mears et *al.* développèrent le premier LASER à fibre dopée monomode avec une architecture en anneau [78]. L'utilisation de différents dopants aux ions terres rares démontra, par la suite, la réalisation de LASER à fibre couvrant une large gamme spectrale (voir figure 2.2) en fonction des applications visées. De cette façon, des cavités LASER fibrées dont le dopage en ions erbium Er^{3+} permet l'émission à $1.55 \mu\text{m}$, ont pu être développées. Cette longueur d'onde représente un intérêt crucial pour les télécommunications car elle correspond à un minimum d'atténuation du champ dans une fibre optique en verre de silice, matériau utilisé pour le transport de l'information optique sur de longues distances.

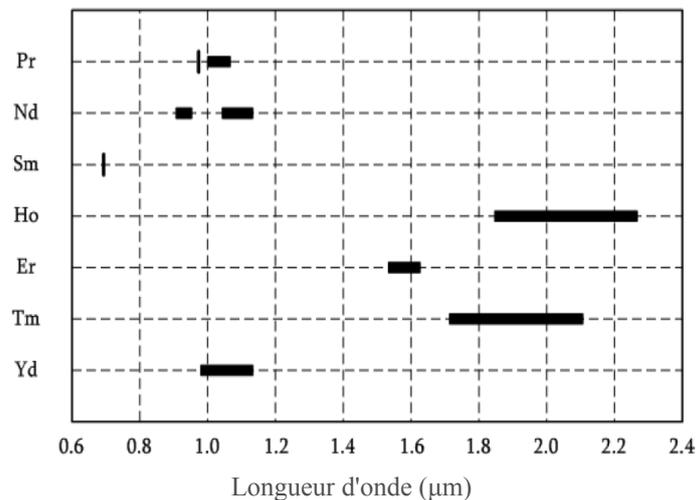


FIGURE 2.2: Bandes spectrales des ions terres rares dans une matrice de silice [79]. Un dopage en ions erbium permet une émission à 1550 nm .

Aujourd'hui, l'intérêt pour les LASER à fibre s'accroît, car ils présentent l'avantage d'être compacts et peu onéreux à la fabrication. La fibre optique a un rapport surface/volume excellent ce qui permet une bonne dissipation thermique, en plus d'un transport facile du signal. Enfin, leurs cavités ne peuvent aucunement se désaligner, économisant un temps de maintenance et d'entretien certain.

2.3.2 Architectures des cavités fibrées

Il existe deux grandes familles d'architectures en cavité fibrée. La première est linéaire, de type interféromètre Pérot-Fabry et utilise des composants semi-réfléchissants pour former la cavité (voir figure 2.3). Le signal de pompe est injecté dans le milieu amplificateur, à savoir une fibre dopée.



FIGURE 2.3: Schéma de l'architecture d'une cavité LASER fibrée linéaire. Des miroirs semi-réfléchissants forment la cavité, une fibre dopée erbium joue le rôle du milieu amplificateur et une source extérieure assure le pompage optique.

La seconde en anneau comprend également des composants optiques, un multiplexeur pour injecter la pompe dans la fibre dopée et un coupleur pour extraire une partie du signal LASER. Un isolateur est inséré dans la cavité afin d'imposer un sens de circulation. La lumière amplifiée ne fait donc plus des aller-et-retours dans le milieu amplificateur mais le traverse, dans un seul et même sens, à chaque tour de cavité (voir figure 2.4).

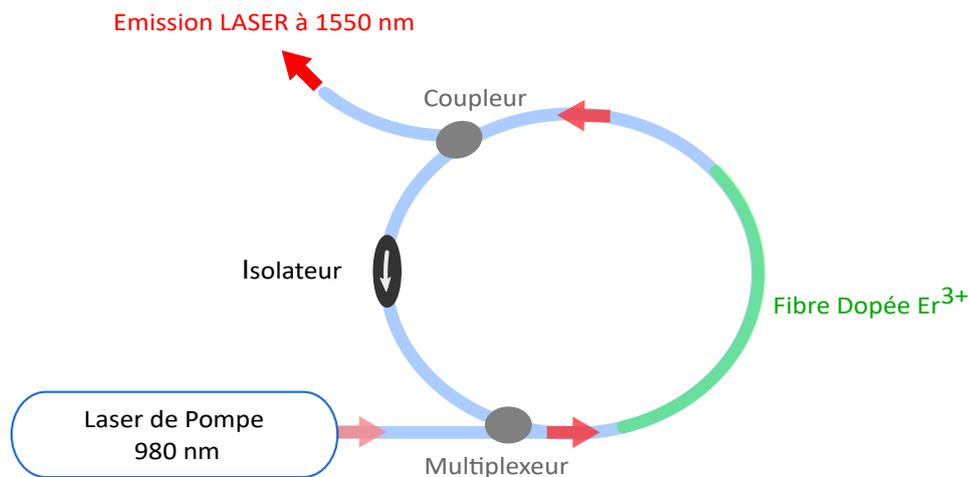


FIGURE 2.4: Schéma de l'architecture d'une cavité LASER fibrée en anneau. La cavité est formée par une fibre optique rebouclée sur elle-même. Une fibre dopée erbium joue le rôle du milieu amplificateur et une source externe assure le pompage optique. L'isolateur permet de fixer un sens de parcours de la lumière dans la cavité, et d'éviter les aller-et-retours.

2.3.3 Le verrouillage de mode

Les LASER à verrouillage de mode produisent des impulsions ultracourtes. Ils ont de ce fait un ensemble de caractéristiques recherchées, que ce soit pour l'industrie, la médecine ou la recherche fondamentale. En effet, la brièveté des impulsions conduit à une puissance instantanée élevée et à un large spectre. Dans de nombreux domaines d'applications, l'interaction lumière/matière nécessite une grande puissance crête, d'où l'intérêt des sources ultra-rapides pour ablater, usiner ou traiter les matériaux, tandis qu'une large gamme

spectrale est utile en spectroscopie. Par ailleurs, de hauts taux de répétition permettent un transfert rapide de l'information dans les télécommunications optiques.

Le développement de LASER à verrouillage de mode a permis de générer des impulsions de plus en plus courtes [80]. Six années après que le premier LASER a été démontré, De Maria *et al.* ont produit les premières impulsions ultracourtes, estimées à l'ordre de la picoseconde dans un LASER à verre de néodyme. Il s'en est suivi un travail sans relâche afin d'améliorer la reproductibilité, la durée et la compréhension du phénomène dans les LASER à colorant et solides. En 1987, R. Fork *et al.* atteignent 6 fs en utilisant la non-linéarité Kerr d'un milieu optique [81].

Dans un LASER continu une multitude de modes, solutions de l'équation de propagation, peuvent se propager dans la cavité si la largeur de gain du milieu amplificateur est suffisamment grande. Ces modes sont espacés spectralement par l'ISL de la cavité LASER :

$$ISL = \frac{c}{nL} \quad (2.1)$$

où L est la longueur de la cavité, n l'indice optique la fibre et c la vitesse de la lumière.

L'absence d'accord de phase entre ces modes engendre un comportement erratique et à une émission quasi-continue. Cependant si un accord de phase est instauré, les modes sont dits verrouillés et des interférences constructives et destructives conduisent alors à la création d'impulsions. C'est le principe de verrouillage de mode. Plus la bande spectrale de gain du milieu amplificateur est large, plus il y aura de modes et plus la durée des impulsions pourra être courte. La durée d'une impulsion τ_i est inversement proportionnelle au nombre de modes et à l'ISL ($\tau_i \propto \frac{1}{N ISL}$).

Il existe plusieurs méthodes pour instaurer un verrouillage de mode et deux grandes familles sont distinguées : les verrouillages de mode actifs et passifs. Dans le premier cas, un élément extérieur au fonctionnement du LASER permet le blocage de mode. Le plus souvent il s'agit de modulateur optique qui fait brusquement changer les pertes dans la cavité afin que l'émission LASER ne puisse être possible que lors d'une fenêtre temporelle définie. Dans le second cas, c'est l'interaction du champ électromagnétique avec le milieu propagatif qui permet le verrouillage. Les interactions non-linéaires et en particulier l'effet Kerr peuvent permettre d'obtenir un accord de phase entre les modes d'une cavité LASER. Plusieurs mécanismes de blocage de mode basés sur l'effet Kerr ont été développés, et l'un d'entre eux est particulièrement utilisé : le blocage de mode basé sur la rotation non-linéaire de la polarisation. La rotation non-linéaire de polarisation est une manifestation particulière de l'auto-modulation de phase qui conduit à une modification de la polarisation d'une onde optique selon sa puissance. Utilisée dans une cavité possédant un élément polarisant, elle peut conduire à des pertes moins élevées à haute puissance, ce qui conduit à la formation d'impulsions ultra-courtes et au blocage de mode [82].

L'auto-modulation de phase ne peut pas se produire dans un résonateur à modes de galeries en raison de l'inadéquation entre le caractère quasi-continu du phénomène non-linéaire et la condition de résonance qui discrétise les longueurs d'onde permises. Néanmoins l'instauration d'un accord de phase entre les modes résonants peut être obtenu dans ces structures par le biais d'une autre manifestation de l'effet Kerr : le mélange à quatre ondes. L'idée d'utiliser des micro-résonateurs et leurs propriétés non-linéaires dans une cavité LASER pour générer des impulsions ultra-courtes provient de ce constat. La com-

munauté des LASER à cavité fibrée verrouillée en mode s'est tournée vers la photonique non-linéaire afin d'utiliser des micro-cavités pour assurer le blocage de mode.

2.4 Intégration d'une micro-cavité dans une cavité LASER fibrée

Un micro-anneau inséré dans une cavité LASER fibrée impose aux modes de cette dernière sa condition de résonance. De ce fait, en plus de devoir correspondre à la bande de gain du milieu amplificateur, les modes de la grande cavité doivent se trouver à l'intérieur des résonances de la petite pour pouvoir subsister. Le micro-résonateur agit donc comme un filtre.

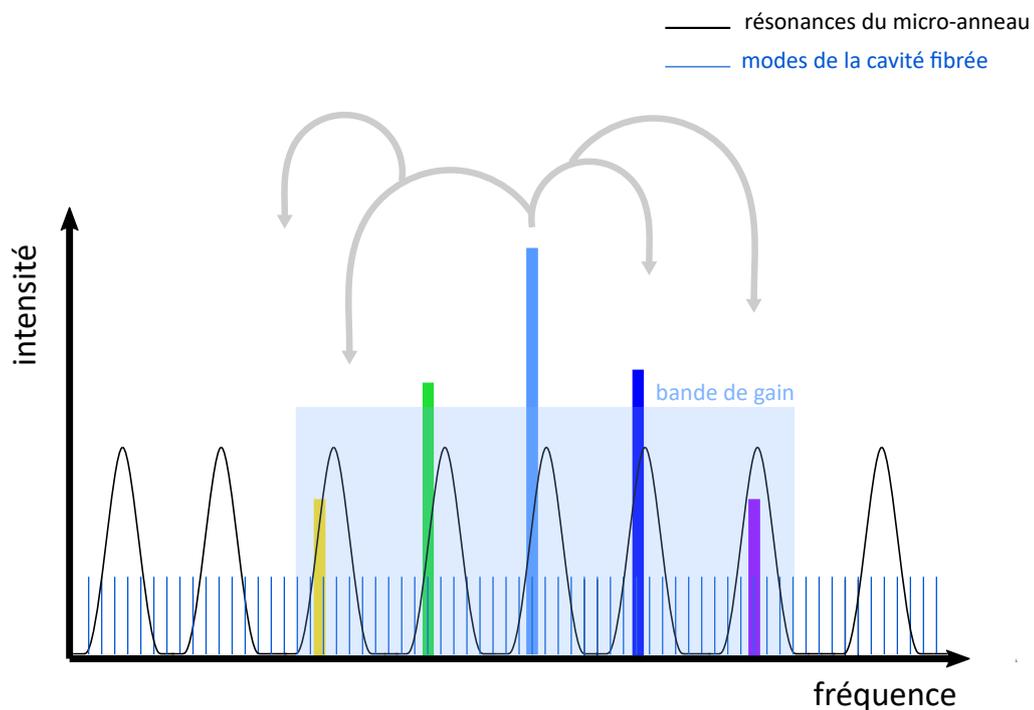


FIGURE 2.5: Schéma présentant le principe du mélange à quatre ondes filtrant. Seuls les modes de la cavité fibrée se trouvant à l'intérieur des résonances du micro-anneau et à l'intérieur de la bande de gain du milieu amplificateur peuvent exister. Le matériau non-linéaire composant l'anneau va générer un mélange à quatre ondes et donc de nouveaux modes qui seront verrouillés en phase. Grâce au blocage de mode, des impulsions vont être créées.

A haute puissance, le matériau constituant le microring peut être le siège d'effets non-linéaires tel que l'effet Kerr, et en particulier le mélange à quatre ondes. Il permet la génération de nouvelles fréquences avec un accord de phase et peut aboutir au verrouillage de mode du système. Le micro-anneau agit alors comme un filtre actif. Le principe de ce blocage de mode est appelé mélange à quatre ondes filtrant (FD-FWM pour *Filter Driven - Four Wave Mixing*). De plus, le mélange à quatre ondes permet un élargissement spectral par la création de fréquences supplémentaires au delà de la fenêtre d'amplification du milieu à gain ainsi qu'illustré par la figure 2.5. Les impulsions ainsi créés se trouvent

temporellement contractées et peuvent atteindre la femtoseconde. En outre, par la condition de résonance, l'ISL du LASER est imposé par la microstructure. Par conséquent plus cette dernière a un diamètre restreint, plus le taux de répétition des impulsions est élevé. Ainsi, en 2012, Peccianti *et al.* ont démontré le premier LASER à fibre à verrouillage de mode par un micro-résonateur en verre de silice dopée (Hydex), intégré et de haut facteur de qualité (10^6) [7, 83]. Le micro-résonateur et la silice dopée fournissaient à la fois une grande sélectivité spectrale et une non-linéarité relativement élevée, favorisant ainsi la dynamique pulsée à 200 GHz.

2.5 Conclusion

L'optique intégrée a été particulièrement développée ces dernières décennies, bénéficiant des avancées sur la photonique silicium. Cependant l'intégration totale sur puce de sources lumineuses, plus robuste et plus compacte, n'est pas encore possible, certaines briques de base restant manquantes. Pour autant la démonstration des premiers LASER au milieu du XX^{ème} a révolutionné le monde des sciences et techniques, conduisant à une quête sans relâche d'optimisation et d'évolution. Ainsi une solution d'hybrider l'optique intégrée à l'optique fibrée a vu le jour en 2012 afin d'insérer dans une cavité LASER à fibres un micro-résonateur [7]. Cette alliance de technologies offre l'avantage d'un blocage de mode par mélange à quatre ondes et un grand ISL, synonyme d'impulsions ultra-courtes (de l'ordre de la centaine de femtosecondes) et un taux de répétition élevé (supérieur à la centaine de gigahertz).

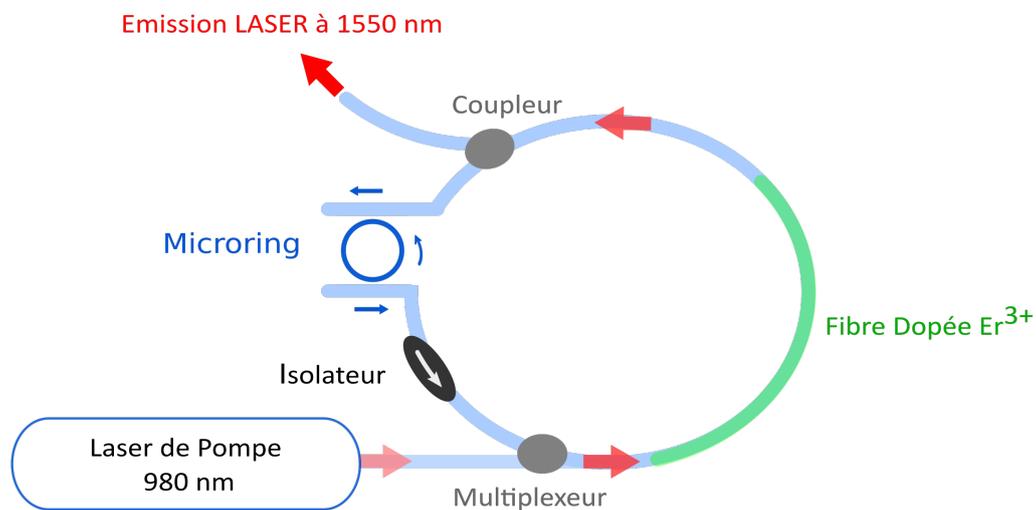


FIGURE 2.6: Schéma de l'architecture d'une cavité LASER fibrée en anneau comportant un microring. La cavité est formée par une fibre optique rebouclée sur elle-même. Une fibre dopée erbium joue le rôle du milieu amplificateur et une source externe assure le pompage optique. L'isolateur permet de fixer un sens de parcours de la lumière dans la cavité, et d'éviter les aller-et-retours. La microstructure permet d'obtenir un blocage de mode par FD-FWM en imposant son ISL, lorsque les conditions exposées en 2.4 sont réunies. De cette manière des impulsions ultra-courtes à haut taux de répétition peuvent être obtenues.

C'est dans ce contexte que nous avons choisi d'associer les connaissances en photonique

de notre équipe (*Optique de Champ Proche*) aux compétences en matière de LASER en cavité fibrée verrouillée en mode de l'équipe SLCO (*Solitons, Lasers et Communications Optiques*). De cette idée est donc née une collaboration inter-équipes au laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB) pour fabriquer et étudier des LASER à très hauts taux de répétition. Ce nouvel axe de recherche constitue le travail de thèse présenté ici.

Il s'agit d'insérer un micro-anneau, tel qu'introduit dans le premier chapitre, dans une cavité LASER fibrée. La figure 2.6 schématise l'architecture souhaitée. Une fibre optique rebouclée sur elle-même forme la cavité principale suivant la configuration présentée dans la section 2.3.2 ; elle comporte en plus un microring. Ce composant de photonique intégrée peut assurer le blocage de mode de la cavité principale en imposant son ISL grâce au mélange à quatre ondes filtrant. Le mécanisme de FD-FWM permet la génération de nouvelles fréquences avec un accord de phase et à la condition de résonance du micro-anneau. Pour générer des impulsions par FD-FWM, la microstructure doit présenter des effets non-linéaires du troisième ordre les plus importants possibles. C'est pourquoi une étude de matériaux non-linéaires est envisagée ; de même que la caractérisation par microscopie champ proche du champ électromagnétique se propageant dans le guide d'onde. Cette expérience n'a, de plus, jamais été réalisée dans la littérature. Un microscope reste donc à concevoir pour qu'une sonde champ proche balaie la surface des microstructure afin d'explorer les mécanismes non-linéaires. Cependant, avant cette étape il est nécessaire de réfléchir à l'hybridation de la micro-cavité à la cavité principale, ou autrement dit du guide d'onde à la fibre optique. En effet cette mixité donne lieu à une problématique expérimentale d'ordre dimensionnel : « Comment connecter efficacement une fibre optique avec un cœur de silice de 10 μm à un guide d'onde de quelques centaines de nanomètres ? ». Pour répondre à cette question, il nous a fallu opter pour une méthode de couplage par réseaux coupleurs donnant lieu à la réalisation et à la validation d'un banc optique. Ce montage est indispensable à la concrétisation des expériences de micro-anneau en cavité LASER fibrée.

3 Réalisation d'un banc optique pour le couplage de lumière d'une fibre optique à un guide d'onde, et caractérisation de microstructures en silicium sur isolant

Sommaire

3.1	Introduction	47
3.2	Le banc optique	49
3.2.1	Problématique expérimentale de couplage fibre guide	49
3.2.2	Réalisation et description du montage	50
3.3	Étude de la propagation de lumière dans les guides d'onde en silicium	53
3.3.1	Les guides SOI utilisés	53
3.3.2	Caractérisation des pertes	54
3.3.3	Mesure de la dispersion par interférométrie	56
3.3.4	Mesure de la non-linéarité Kerr par élargissement spectral	59
3.4	Conclusion	61

3.1 Introduction

Dans le but de développer des sources impulsionnelles avec un taux de répétition supérieur à la centaine de gigahertz et un large spectre dans le proche infrarouge, nous avons conçu un banc optique. Il s'agit d'amener, depuis une source LASER fibrée sur le *wafer* ou l'échantillon, l'énergie lumineuse nécessaire à l'exaltation des propriétés non-linéaires dans les microstructures gravées. De ce fait, le couplage d'une fibre optique à un guide d'onde demeure une nécessité et conditionne par sa problématique dimensionnelle le cahier des charges de l'installation. En effet, coupler de manière efficace, c'est-à-dire en minimisant les pertes, la lumière d'une fibre optique d'une dizaine de micromètres de cœur, à un guide d'onde dont les dimensions sont de l'ordre de la centaine de nanomètres, représente une difficulté expérimentale majeure. Les réseaux coupleurs sont la solution choisie à cette problématique. Ces structures gravées sur puce sont situées en amont et en aval d'un guide d'onde et permettent d'injecter ou de collecter la lumière d'une fibre optique à un guide, et inversement.

La figure 3.1 schématise le montage tel que nous l'avons imaginé avant de le fabriquer. Au cœur de l'architecture se trouve le *wafer* sur lequel les guides d'onde et les réseaux

coupleurs sont gravés. Un système permettra l'injection de lumière depuis une source LASER externe dans une microstructure via une fibre optique et un réseau coupleur, tandis qu'un second système permettra de manière symétrique la collection de lumière vers les appareils de mesure. Enfin une sonde de microscope champ proche explorera la surface de l'échantillon.

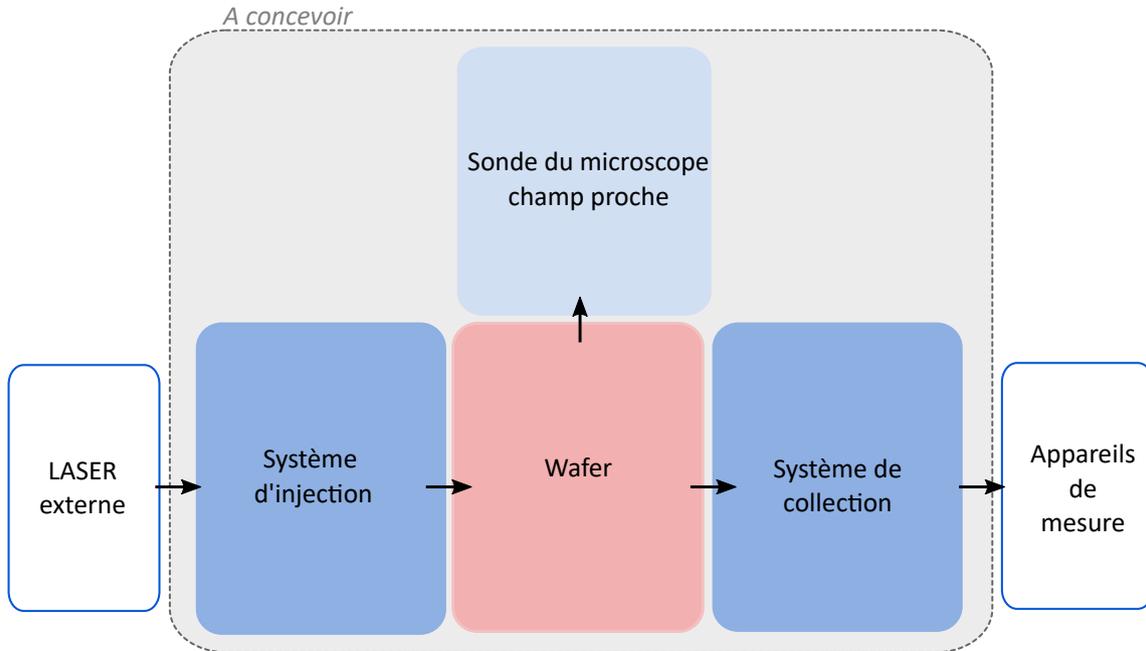


FIGURE 3.1: Schéma du banc optique à concevoir. De part et d'autre du *wafer* se trouvent un système d'injection et un système de collection. Ces deux blocs permettent d'injecter la lumière depuis une source externe vers les microstructures gravées puis de collecter la lumière depuis ces dernières vers les appareils de mesure. Une sonde de microscope champ proche balayera la surface du *wafer* afin d'explorer la propagation du champ électromagnétique dans les guides.

Dans ce chapitre nous exposons la problématique de couplage et décrivons la solution choisie : les réseaux coupleurs. Nous développons également une description du banc optique construit à l'ICB. Pour ce faire nous nous concentrons sur les systèmes d'injection et de collection montrés sur le figure 3.1. De plus nous expliquons la caractérisation de propriétés linéaires et non-linéaires d'un échantillon de référence en SOI. L'étude de ce matériau historique et bien connu en photonique intégrée permet de valider ces blocs de l'architecture expérimentale.

Les chapitres qui suivent auront pour objectif le développement des autres blocs du schéma 3.1 tels que le *wafer* qui sera étudié en chapitres 4 et 5 dans le but d'optimiser la propagation et les non-linéarités, et la microscopie champ proche en chapitre 6. En effet, l'intégration d'une sonde de microscope champ proche est anticipée ; elle permettra d'imager la lumière se propageant dans les guides d'onde dans une optimisation future de l'installation. Si ce domaine est le cœur de métier de notre équipe de recherche, il n'en demeure pas moins qu'incorporer une sonde dans un espace aussi restreint que celui de notre banc optique constitue une prouesse architecturale.

3.2 Le banc optique

3.2.1 Problématique expérimentale de couplage fibre guide

L'absence de source lumineuse intégrée sur puce impose d'acheminer la lumière via une source externe en couplant une fibre optique à l'échantillon. La problématique est alors la suivante : « Comment coupler la lumière d'une fibre optique monomode d'un diamètre de cœur de $10.4\ \mu\text{m}$ à un guide d'onde dont les dimensions sont de l'ordre de la centaine de nanomètres ? ». La figure 3.2 offre à l'échelle une idée des proportions et de la problématique de couplage. Par ailleurs, outre la question des dimensions, le couplage se doit d'être le plus efficace possible. Car au fort confinement dans le guide d'onde, doit s'ajouter un maximum de puissance lumineuse pour favoriser les propriétés non-linéaires des structures dans lesquelles la lumière va se propager.



FIGURE 3.2: Problématique de couplage d'une fibre optique monomode type *SMF28* dont le cœur a un diamètre de $10.4\ \mu\text{m}$ à un guide d'onde SOI ($w = 500\ \text{nm}$, $h = 220\ \text{nm}$).

Pour répondre à ce problème de couplage, différentes solutions ont été proposées au cours des dernières années [84], telles que le couplage par la tranche du *wafers* ou les tapers adiabatiques. La première technique était utilisée, jusqu'alors, dans l'équipe Optique de Champ Proche mais est peu efficace en terme de puissance injectée dans les microstructures, puisque de quelques pourcents. La seconde présente une fabrication compliquée et occupe une aire relativement importante sur la puce. Aussi, nous avons opté pour l'approche des réseaux coupleurs. Cette élégante méthode de couplage présente l'avantage d'une conception simple des *wafers*, grâce à une lithographie et une étape de gravure supplémentaire. Ces éléments offrent également la possibilité d'être localisés n'importe où sur le *wafers*. De plus ils présentent moins de pertes, puisqu'en SOI une efficacité de couplage de $-0.9\ \text{dB}$ a récemment été démontrée [85].

Le réseau coupleur est une structure intégrée sur puce dont la forme globale en taper permet le couplage de la lumière dans le plan du *wafers*, tandis qu'une grille de diffraction gravée dans le corps permet le couplage dans le plan perpendiculaire (voir figures 3.3 et 3.4), et ce de manière totalement symétrique. C'est à dire qu'il est possible d'injecter de la même façon de la lumière à partir d'une fibre optique dans un guide d'onde que d'un

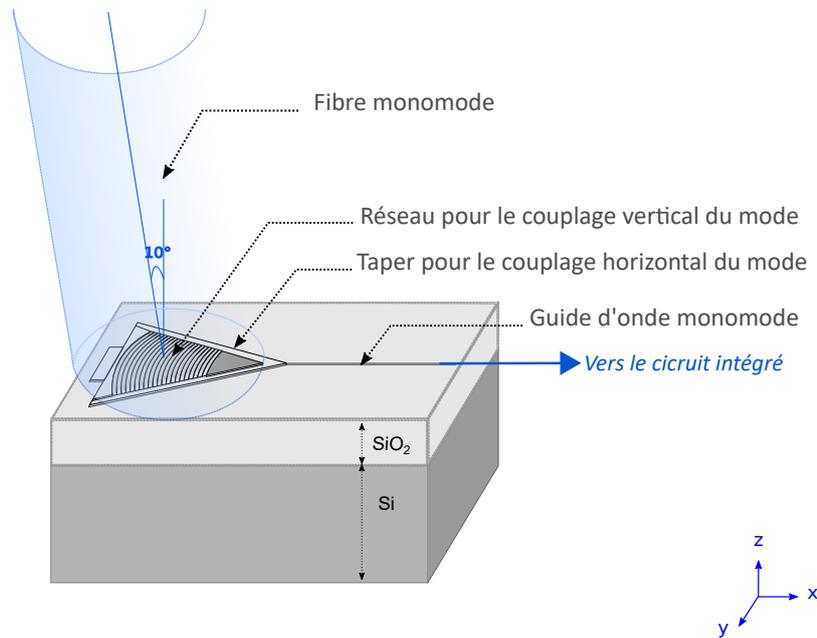


FIGURE 3.3: Représentation d'un guide d'onde en SOI ($w = 500$ nm, $h = 220$ nm). La structure est dotée à ses extrémités de réseaux coupleurs pour l'injection ou la collection de lumière dans ou depuis une fibre optique. Une couche supérieure de silice recouvrant normalement tout l'échantillon n'est pas représentée afin ne pas surcharger la coupe.

guide d'onde vers une fibre optique.

La structure de base, sélective en polarisation, est donc périodique avec un nombre fini de dents rectangulaires. Le choix de la période du réseau est fait de telle sorte que son premier ou deuxième ordre de diffraction coïncide avec la direction du guide lorsque la lumière provient de la fibre, et de la fibre lorsque celle-ci vient du guide planaire. La valeur de cette période est typiquement de l'ordre de $a = \lambda/n_{eff}$, où n_{eff} est l'indice effectif du réseau [86]. Une étude numérique plus complète est néanmoins nécessaire pour obtenir la valeur optimale de cette période ; elle sera détaillée dans la suite. Par ailleurs, cette longueur peut être réduite à quelques dizaines de micromètres en incurvant les lames de la grille de diffraction de manière à focaliser la lumière [87]. Lorsque la lumière quitte un guide d'onde à 90° , il y a une diffraction à l'ordre -1 qui réfléchit le champ électromagnétique dans la direction opposée à la direction de propagation désirée. Pour éviter ce phénomène, le réseau est désaccordé, c'est à dire que le pas est non plus fixe le long de la direction de propagation mais variable, et le couplage est réalisé avec un angle de 10° par rapport à la normale de surface [86]. L'adaptation de modes entre la fibre optique et le guide n'est pas parfaite, cette imperfection se traduit par des pertes de lumière vers le substrat, ce qui génère plus de -5 dB des pertes [88]. Aussi, depuis plusieurs années ces structures sont optimisées, les simulations numériques en amont de la fabrication permettant d'améliorer l'architecture [89, 90].

3.2.2 Réalisation et description du montage

La méthode de couplage demeure la pierre angulaire du montage, non seulement parce qu'elle définit totalement le cahier des charges de l'installation mais aussi parce qu'elle

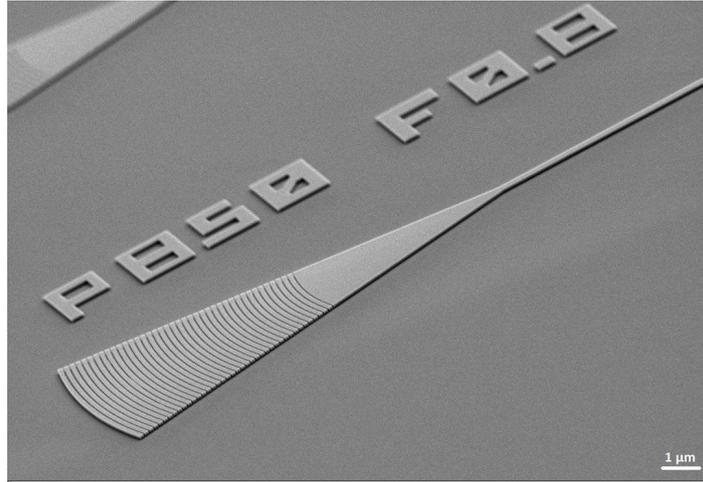


FIGURE 3.4: Image MEB d'un réseau coupleur SOI de 100 μm de long.

en est physiquement au cœur. Une fois l'utilisation des réseaux coupleurs actée, le banc optique a donc pu être pensé. L'idée première a été de dessiner l'expérience via le logiciel de conception 3D Autodesk Inventor[®] tout en respectant les contraintes imposées par la méthode de couplage. De plus, l'intégration d'un microscope en champ proche, dans une évolution future du montage, a dû être anticipée. Ainsi, la complexité de conception réside dans la nécessité d'insérer une sonde champ proche au dessus du *wafer*. La sonde sera amenée à balayer la surface de l'échantillon, quelques nanomètres au dessus d'un guide d'onde, lui-même situé entre deux fibres optiques. En fonction de la longueur de la microstructure, l'espace entre ces deux fibres optiques sera au maximum de quelques centimètres et au minimum d'un millimètre, ce qui ne laisse que très peu de place à la sonde du microscope.

La figure 3.5 présente le banc optique fabriqué. Deux platines tri-axes supportant des becs se trouvent de part et d'autre de l'échantillon. Ces platines permettent aux fibres optiques, qui sont insérées dans les becs, un mouvement de quelques millimètres dans les directions x , y et z , avec une résolution de quelques dizaines de nanomètres. Par ailleurs, l'échantillon repose lui aussi sur une platine tri-axes ainsi que sur une platine rotative. Tous ces degrés de liberté ont pour but de faciliter le couplage en déplaçant le *wafer* par rapport aux fibres optiques et réciproquement.

Au dessus de l'échantillon, un objectif relié à une caméra, avec un grossissement de $\times 100$ et éclairé, permet de visualiser les microstructures gravées sur la puce via un écran. Dans un premier temps, les fibres optiques sont amenées manuellement sur les réseaux coupleurs de l'échantillon, puis un réglage plus fin est opéré. De plus, de la lumière est injectée depuis une source LASER infrarouge pour être ensuite collectée après transmission dans un guide d'onde. Elle est alors mesurée via une photo-diode elle-même reliée à un puissance-mètre.

Les becs sont les éléments les plus réfléchis dans le montage car ils doivent conduire les fibres optiques sur l'échantillon avec un angle d'incidence de 10° . De plus, ils ne doivent pas être trop volumineux et doivent se situer à 1 cm au dessus de la surface du *wafer*. Cette hauteur de 1 cm est la longueur minimum nécessaire à la sonde champ proche qui évoluera à la surface de l'échantillon dans le but d'imager la lumière se propageant dans les guides d'onde. De même, la sonde champ proche sera amenée à osciller entre les deux

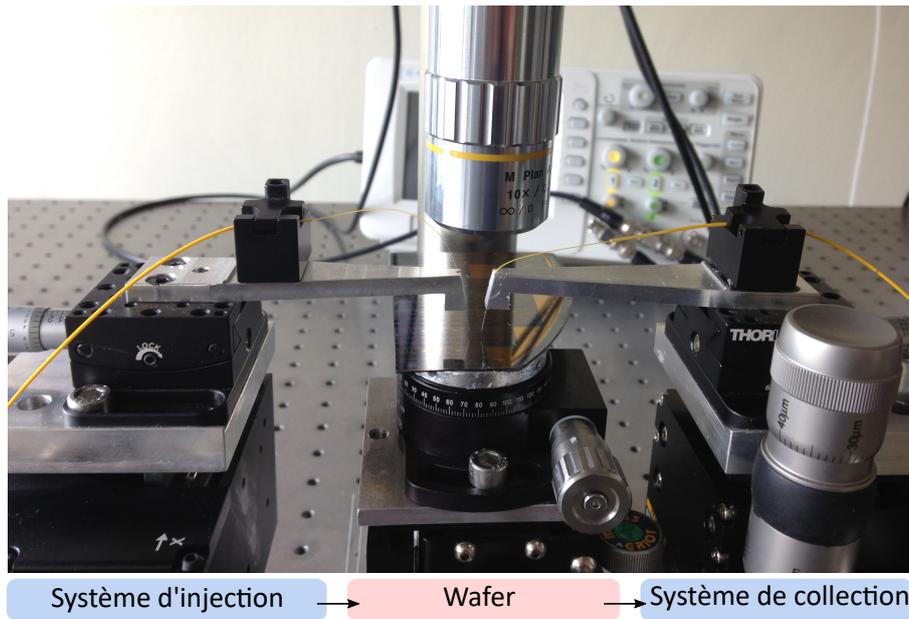


FIGURE 3.5: Photographie du banc optique de couplage par réseau. De gauche à droite, se trouvent : le système d'injection, le *wafer* et le système de collection. Tous les trois reposent sur un unique rail (non-photographié) facilitant l'alignement optique. De plus, un objectif, relié à une caméra et à une lampe, descend sur l'échantillon, afin de visualiser via un écran les motifs gravés sur la puce. De cette façon, il est possible de pré-aligner manuellement les fibres optiques sur les réseaux coupleurs avant d'affiner leurs positions grâce aux vis micrométriques des platines.

fibres optiques situées de part et d'autre du guide à investiguer et espacées au minimum de 1 mm. Les becs sont composés d'une plaque d'aluminium à laquelle est fixée une canule de seringue. Ils sont chacun sur un goniomètre mono-axe, pouvant ainsi être avancés vers l'échantillon avec un angle d'inclinaison variant de $\pm 5^\circ$. La fibre optique est insérée dans la canule et fixée avec un point de paraffine chauffée. Cinq plaques assurent l'adaptation entre les éléments assemblés verticalement, les trous de fixation ayant des espacements différents d'un élément à l'autre. Tout le montage de couplage repose en outre sur un rail garantissant l'alignement des trois unités : le *wafer* au centre, et de part et d'autre, le système d'injection et le système de collection de lumière, choisis arbitrairement, le couplage étant symétrique.

Une fois le banc optique conçu en 3D, les plaques d'adaptation, tout comme les becs, ont été fabriquées en aluminium par l'atelier technique du laboratoire. Nous avons, en parallèle, réceptionné la table optique Newport, montée à l'aide d'une grue au troisième étage du laboratoire, où se trouve notre salle (figure 3.6).

La table se compose d'un plateau de 1.8 m sur 1.2 m avec un réseau de trous filetés dans le système métrique M6 pour visser les composants d'optique. L'expérience de couplage par réseau décrite ci-dessus est installée au milieu du plateau. La flexibilité demeure la philosophie du montage global, car tout au long de nos travaux de recherche, l'expérience autour du banc de couplage sera amenée à évoluer, et être réaménagée en fonction des objectifs expérimentaux.

La première utilisation de l'installation vise à caractériser des guides d'onde SOI, matériau phare de la photonique intégrée. Le but est alors de valider le montage avec un *wafer*



FIGURE 3.6: Arrivée de la table Newport, à l'aide d'une grue, au 3ème étage du laboratoire Interdisciplinaire de Bourgoigne. La table a ensuite été installée dans la salle où s'est déroulée l'ensemble des expériences de la thèse.

de référence. Ce dernier aura ensuite comme principale utilité la caractérisation d'autres échantillons. Cette étape préliminaire demeurera indispensable à l'étude car il est impératif de valider les échantillons avant de les utiliser dans des applications non-linéaires.

3.3 Étude de la propagation de lumière dans les guides d'onde en silicium

3.3.1 Les guides SOI utilisés

Les guides d'onde SOI utilisés lors de ce travail sont composés de quatre couches. La première, un substrat de silicium cristallin de l'ordre d'un millimètre d'épaisseur, garantit la stabilité mécanique de l'ensemble. Au dessus, une épaisse couche de silice, de 2 μm , représente un milieu à faible indice de réfraction. Puis, une fine couche de silicium cristallin constitue le milieu guidant avec 220 nm d'épaisseur. Enfin, une couche de 1 μm de silice vient recouvrir le tout et assurer une protection mécanique. Cette dernière permet également une meilleure adaptation du mode de propagation de la fibre optique au mode de propagation du guide d'onde, lors du couplage, au niveau des réseaux.

A la longueur d'onde des télécommunications optiques, 1550 nm, les indices de réfraction de la silice et du silicium sont respectivement de 1.44 et 3.48. Ainsi, le guidage dans ce matériau sandwich est assuré par le contraste élevé aux interfaces entre le silicium et la silice.

Nos échantillons sont issus de *wafers* commerciaux produits par SOITEC[®], qui possèdent les trois couches de base. Ils sont ensuite gravés avant une l'étape de dépôt de silice, par Jean-Baptiste JAGER (laboratoire *SiNaPS Silicon Nanoelectronics Photonics and Structures CEA Leti*) en salle blanche. Le silicium est gravé par gravure ionique réactive (RIE

pour *Reactive-Ion Etching*) de façon à dessiner les structures souhaitées, aux tailles micrométriques [91]. La figure 3.7 présente le procédé de fabrication de ces échantillons SOI.

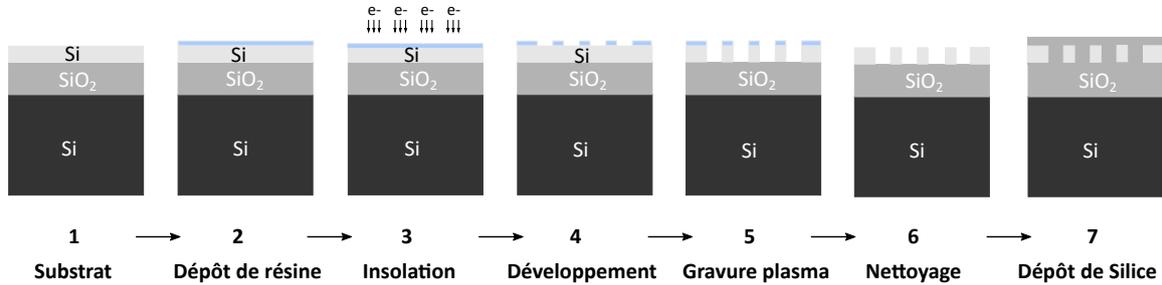


FIGURE 3.7: Présentation des différentes étapes de fabrication des échantillons en SOI, à partir de substrats commerciaux SOITEC[®], gravés puis recouverts d'une couche de silice en salle blanche du CEA Leti.

Nous considérons la composition et les dimensions des guides d'onde SOI (uniquement) figées pour l'ensemble de cette thèse. Ces guides d'onde ainsi fabriqués sont rectangulaires avec une épaisseur h de 220 nm et une largeur w de 500 nm pour une longueur variable L , allant de quelques millimètres à plusieurs centimètres. A ces dimensions, les guides sont dits monomodes, mais ils supportent en réalité deux modes de polarisation : quasi-TE avec un champ électrique qui oscille principalement dans le plan de l'échantillon et quasi-TM (*Transverse Magnétique*) avec un champ qui oscille normalement au plan de l'échantillon. Les réseaux coupleurs étant sélectifs en polarisation, un seul mode subsiste cependant. Nous avons choisi de travailler avec les modes TE, et avons donc travaillé sur des designs de réseaux fonctionnant pour ce mode.

Nous avons réalisé des simulations numériques, avec le logiciel COMSOL Multiphysics[®] afin d'obtenir la solution modale correspondant aux guides d'ondes décrits. Ce logiciel repose sur le principe des éléments finis qui consiste à résoudre les équations de Maxwell en chaque élément du modèle géométrique défini (voir figure 3.8) et préalablement maillé. L'indice de réfraction effectif du mode TE (*Transverse Electrique*) dans un guide SOI aux dimensions détaillées ci-dessus est de 2.4.

Par ailleurs, les réseaux coupleurs ne limitent pas seulement les modes de propagation à l'intérieur du guide mais aussi leur bande passante. En effet, comme l'illustre la figure 3.9 présentant la réponse spectrale de l'efficacité de couplage par réseau, la largeur à mi-hauteur de la courbe de transmission est de 50 nm. De plus, la longueur d'onde centrale n'est pas parfaitement de 1550 nm mais de 1570 nm, cette longueur d'onde dépend de l'angle d'incidence du faisceau et donc de l'angle donné à la fibre optique à l'injection par les becs de notre montage. De plus ces réseaux coupleurs, tout comme les guides d'ondes, induisent des pertes qui doivent indiscutablement être caractérisées et dissociées.

3.3.2 Caractérisation des pertes

Les pertes de propagation sont principalement dues à la rugosité des flans de gravure et aux fuites de lumière vers le substrat [30, 92], et dans une moindre mesure à l'absorption

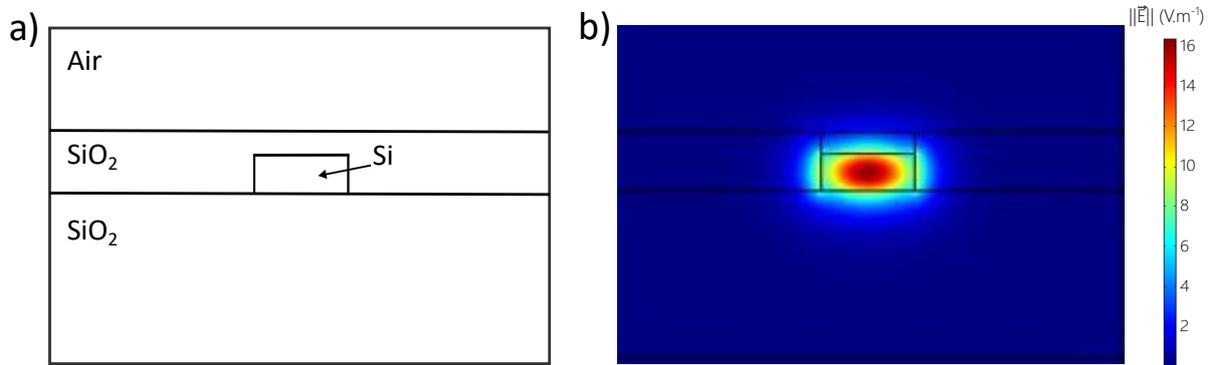


FIGURE 3.8: a. Modèle en quatre couches utilisé pour simuler la propagation de lumière dans un guide SOI ($h = 220$ nm, $w = 500$ nm), via le logiciel COMSOL Multiphysics[®]. b. Solution modale de polarisation quasi-TE à l'équation de propagation, dans les guides SOI définis par le modèle a. Cette solution est calculée via le logiciel COMSOL Multiphysics[®].

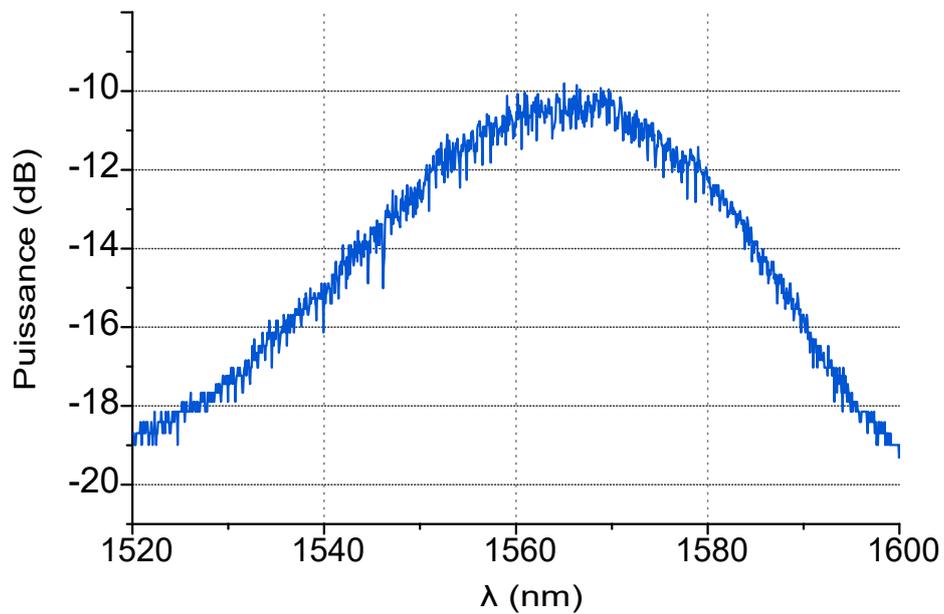


FIGURE 3.9: Réponse spectrale de l'efficacité de couplage par réseau SOI mesurée au laboratoire. La longueur d'onde centrale est de 1570 nm pour une largeur à mi-hauteur de 50 nm.

intrinsèque du matériau.

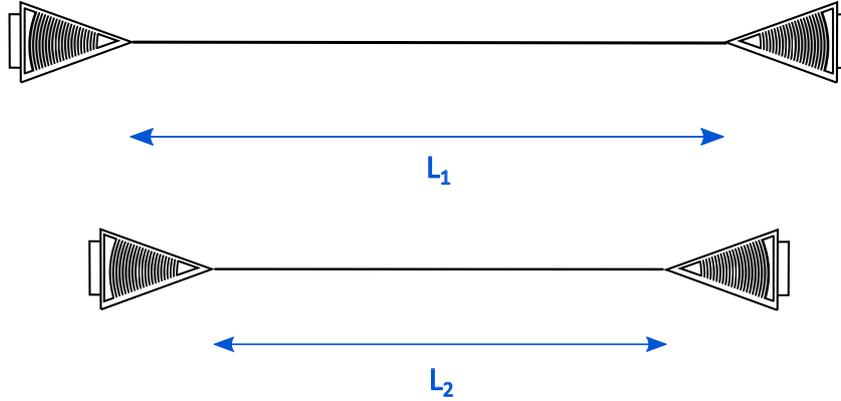


FIGURE 3.10: Schéma de deux guides d'onde droits de longueurs différentes pour la mesure des pertes de propagation et des pertes des réseaux coupleurs. Lors de l'expérience, les guides utilisés mesurent 1.22 cm et 3.66 cm

Pour mesurer ces pertes, nous utilisons un échantillon présentant des guides d'onde droits de plusieurs longueurs différentes connues (voir figure 3.10). Nous injectons de la lumière à 1570 nm et à une puissance de 1 dBm dans un guide d'onde à l'aide d'une fibre optique, depuis une source LASER fibrée accordable de marque Yenista et de modèle TunicS T100S-HP. La lumière transmise au travers du guide est collectée à la sortie via une fibre optique connectée à une photodiode reliée à un puissance-mètre, tous deux de marque Thorlabs et de modèles respectifs S120-SMA et S122C. La mesure de puissance en sortie est ensuite réitérée avec un second guide d'onde possédant une longueur différente. Cette méthode suppose que les pertes linéiques et d'injection sont identiques pour les deux structures étudiées et que l'alignement des fibres est à chaque fois optimal sur les réseaux. Il est alors possible de dissocier les pertes dues aux réseaux coupleurs des pertes de propagation en utilisant l'équation (3.1) où P_{in} et P_{out} sont respectivement les puissances d'entrée et de sortie du guide, α_0 les pertes de propagation, L la longueur de propagation et C le terme de couplage entre le réseau et la fibre optique.

$$P_{out} = P_{in} \times C^2 \times \exp(-\alpha_0 L) \quad (3.1)$$

Les pertes liées au couplage ainsi caractérisées sont de -5 ± 1 dB par réseau tandis que les pertes de propagation sont de -3 ± 0.5 dB/cm pour une trentaine de mesures. Ces dernières sont en adéquation avec la littérature. L'état de l'art, pour des guides SOI aux dimensions similaires à ceux que nous étudions, rapporte de pertes de propagation de -2 à -3 dB/cm [29, 93, 94, 95].

3.3.3 Mesure de la dispersion par interférométrie

La dispersion est une autre propriété linéaire des guides SOI que nous avons mesurée. Pour ce faire, avec la participation de Foued AMRANI, nous avons appliqué une méthode expérimentale par interférométrie utilisée habituellement pour caractériser les fibres optiques avec une précision subpicoseconde [96, 97]. S'il existe plusieurs variantes de cette

3.3 Étude de la propagation de lumière dans les guides d'onde en silicium

méthode [98], le principe de base repose dans l'équilibrage des longueurs optiques de deux bras d'un interféromètre où l'échantillon mesuré est placé dans le bras de test, tandis que le bras de référence comporte une ligne à retard. Lorsqu'une lumière à faible cohérence se propage au travers de l'interféromètre, des franges d'interférences peuvent exister si et seulement si les longueurs des chemins optiques des deux bras sont quasiment identiques. Les variations de puissances enregistrées en fonction du déplacement de la ligne à retard constituent l'interférogramme utilisé pour évaluer la dispersion de l'échantillon mesuré. Au cours de cette expérience, nous avons utilisé un interféromètre de Mach-Zehnder conçu avec des composants fibrés en SMF-28. La figure 3.12 schématise le montage utilisé. Une source LASER à large bande de type ASE (pour *Amplified Spontaneous Emission*, ou émission spontanée amplifiée, bande spectrale de 1525 nm à 1575 nm pour une puissance maximale de 13 dBm) est connectée à un coupleur 3 dB, les deux branches de sortie du coupleur donnent chacune naissance à un bras de l'interféromètre. Le bras de référence comporte la ligne à retard qui compense la différence de chemin optique entre les deux bras ainsi que le retard occasionné par la différence de vitesse de groupe. Le bras de test comporte l'échantillon avec un guide d'onde SOI avec $L = 1.22$ cm. En sortie du montage la figure d'interférences est enregistrée par un analyseur de spectre optique (OSA pour *Optical Spectrum Analyzer*).

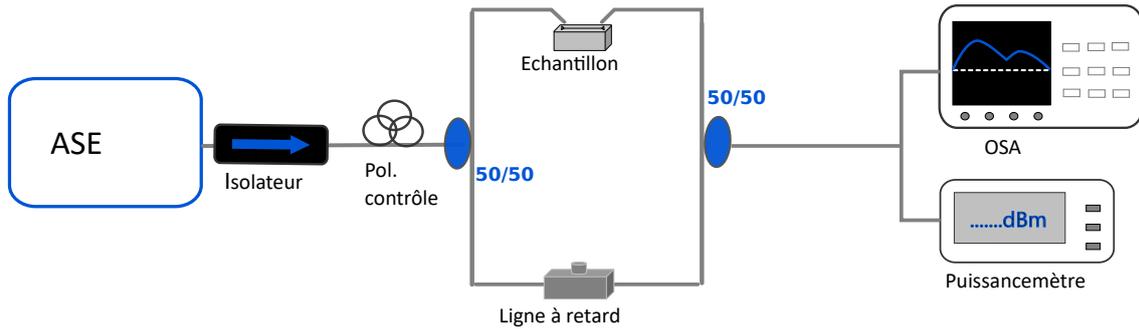


FIGURE 3.11: Schéma du montage utilisé pour la mesure de la dispersion d'un échantillon SOI. Un interféromètre de Mach-Zehnder, défini par deux coupleurs 3 dB, comporte sur son bras de référence une ligne à retard fibrée, et sur son bras de test l'échantillon SOI à caractériser. La ligne à retard sert à compenser la différence de chemin optique entre les deux bras, induite par la présence de l'échantillon sur l'autre bras de l'interféromètre. Un analyseur de spectre optique (OSA) enregistre l'interférogramme utilisé pour calculer la dispersion (voir figure 3.12).

Les caractéristiques de la dispersion peuvent être obtenues à partir des interférogrammes enregistrés à l'aide de l'OSA (voir figure 3.12) pour plusieurs longueurs d'onde discrètes. La vitesse à laquelle l'énergie se propage dans le bras de test peut être déduite en fonction de la fréquence de la frange centrale de l'interférogramme, grâce à l'équation (3.2) :

$$\beta_1^{\text{test}}(\omega_0) = \frac{1}{V_g^{\text{test}}} = \frac{\beta_1^{\text{ref}} L^{\text{ref}}}{L^{\text{test}}} \quad (3.2)$$

où V_g^{test} et β_1^{ref} sont la vitesse de groupe dans le bras test et l'inverse de la vitesse de groupe dans le bras de référence de l'interféromètre respectivement, L^{ref} et L^{test} sont les

longueurs du bras de référence et du bras de test respectivement.

Le délai dans le bras de référence varie grâce à la ligne à retard ($\partial\tau$ le retard en ps) et devient :

$$\beta_1^{\text{test}} L^{\text{ref}} + \partial\tau \quad (3.3)$$

β_1^{test} en fonction de la fréquence ω_1 s'écrit alors :

$$\beta_1^{\text{test}}(\omega_1) = \frac{\beta_1^{\text{ref}} L^{\text{ref}} + \partial\tau}{L^{\text{test}}} \quad (3.4)$$

En supposant que β_1^{test} ne varie pas et en tenant compte de la dispersion de la fibre SMF-28 utilisée, la valeur de la dispersion peut être déduite :

$$\beta_2^{\text{test}} = \frac{\partial\tau}{L^{\text{test}}(\omega_1 - \omega_0)} + \beta_2^{\text{ref}} L^{\text{ref}} \quad (3.5)$$

Avec ce système d'équations, une figure d'interférences théorique ajustée à la figure d'interférences expérimentale peut être obtenue. Pour ce faire, il est nécessaire d'ajuster le modèle sur le spectre expérimental obtenu. L'intensité du spectre est la suivante :

$$I(\omega) = a + b \cos\left(\phi_0 + \frac{1}{2}\omega^2 c + \dots\right) \quad (3.6)$$

avec

$$c = \beta_2^{\text{test}} L^{\text{test}} - \beta_2^{\text{ref}} L^{\text{ref}} \quad (3.7)$$

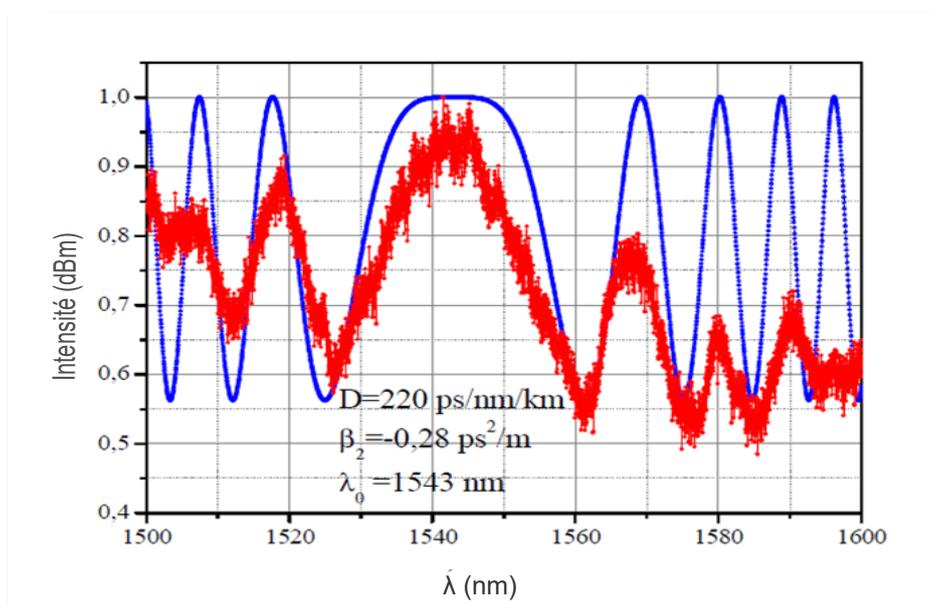


FIGURE 3.12: En rouge : interférogramme enregistré par l'OSA lors de l'expérience de caractérisation de la dispersion dans un guide SOI (cf. figure). En bleu : ajustement théorique calculé avec Matlab[®] permettant de remonter à la valeur du coefficient de dispersion β_2 .

Cette méthode permet de déterminer le coefficient β_2^{test} du guide d'onde SOI, lorsque la différence de chemin optique est parfaitement compensée :

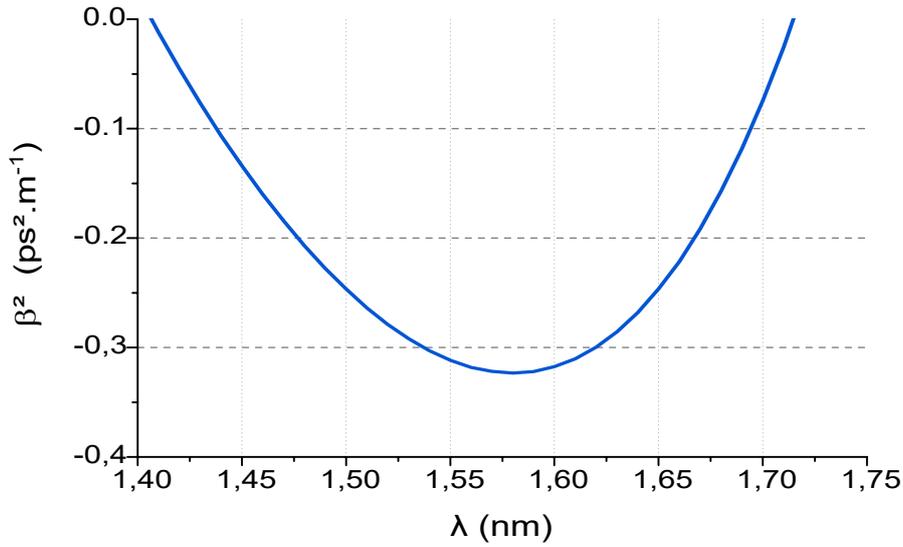


FIGURE 3.13: Courbe de dispersion d'un guide d'onde SOI ($w = 500$ nm, $h = 220$ nm), en fonction de la longueur d'onde, calculée avec COMSOL Multiphysics[®].

$$\beta_2^{test} = \frac{1}{L^{test}}(c + \beta_2^{ref} L^{ref}) \quad (3.8)$$

La figure 3.12 présente un interférogramme enregistré en sortie de l'interféromètre de Mach-Zehnder par l'OSA ainsi qu'un spectre ajusté analytiquement avec le logiciel Matlab[®]. L'ajustement théorique du spectre a permis d'estimer la dispersion du guide d'onde SOI caractérisé à 1543 nm. A cette longueur d'onde la dispersion est de -0.28 ps²/m. Par ailleurs, nous avons simulé via COMSOL Multiphysics[®] la dispersion dans un guide d'onde défini par le modèle de la figure 3.8. La courbe de la dispersion en fonction de la longueur d'onde est présentée dans la figure 3.13. Pour comparaison, la valeur théorique obtenue à 1543 nm demeure de -0.31 ps²/m. Théorie et expérience concordent donc pour les valeurs obtenues.

3.3.4 Mesure de la non-linéarité Kerr par élargissement spectral

Après avoir déterminé les pertes de propagation et la dispersion, nous avons achevé la caractérisation des guides d'onde SOI par la mesure du coefficient de non-linéarité Kerr (γ_K). Pour ce faire, nous avons mesuré l'élargissement spectral dans un guide silicium puis simulé cette réponse optique afin d'en déduire γ_K . La simulation utilise la méthode de *Split-Step Fourier*, ou en français la méthode du pas fractionné, consistant à résoudre l'équation de Schrödinger-Non-Linéaire. Cette technique de simulation approximative et itérative repose sur l'hypothèse que lors de la propagation d'un champ électromagnétique sur une courte distance h , les effets dispersifs et non linéaires agissent indépendamment l'un de l'autre.

Ainsi, comme détaillé dans la thèse de C Fortier [99], il est possible de découper l'équation (1.17) en deux parties distinctes, à savoir :

- une partie linéaire, représentée par l'opérateur différentiel \hat{D} , regroupant la dispersion et l'absorption dans le guide d'onde SOI

3 Réalisation d'un banc optique et caractérisation de microstructures SOI

— une partie non-linéaire, représentée par l'opérateur \hat{N} , décrivant la propagation non-linéaire dans ce même milieu.

L'équation (1.17) s'écrit alors :

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A(z, t) \quad (3.9)$$

où $A(z, t)$ représente l'enveloppe du champ et avec :

$$\hat{D} = \frac{-\alpha_0}{2} - i\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad (3.10)$$

$$\hat{N} = i\frac{\gamma_K}{2} - \frac{\beta_{TPA}}{2A_{eff}} \quad (3.11)$$

Si les effets linéaires et non-linéaires ont lieu simultanément lors de la propagation dans le guide d'onde, nous considérons, au cours de cette résolution numérique, qu'ils se déroulent en plusieurs étapes distinctes. Dans un premier temps, la non-linéarité agit seule, \hat{D} est donc nul. Dans un second temps, à l'inverse, c'est \hat{N} qui est nul et seules les propriétés linéaires agissent. Mathématiquement, cela se traduit, pour une propagation de z à $z + h$, par l'équation suivante :

$$A(z + h, t) = \exp(h\hat{D}) \exp(h\hat{N})A(z, t) \quad (3.12)$$

Une transformée de Fourier doit nécessairement être appliquée car la résolution de la partie linéaire est effectuée de manière très efficace dans le domaine fréquentiel, tandis que celle non linéaire est exprimée dans le domaine temporel. Ainsi $\exp(h\hat{D})$ peut être évalué dans le domaine de Fourier grâce à :

$$\exp(h\hat{D})A(z, t) = F_t^{-1}(h\hat{D}(i\omega))F_t A(z, t) \quad (3.13)$$

où F_t est l'opérateur de la transformée de Fourier, $\hat{D}(i\omega)$ est l'opérateur \hat{D} dans le domaine de Fourier.

La méthode du pas fractionné consiste donc à découper l'espace en n pas de distance h , puis à créer une boucle qui avance d'un pas spatial et applique l'opérateur \hat{N} dans l'espace temporel. Ensuite une transformée de Fourier est effectuée vers l'espace fréquentiel et l'opérateur \hat{D} agit avant l'utilisation d'une transformée de Fourier inverse vers l'espace temporel.

Afin de connaître le coefficient de non-linéarité Kerr, nous avons d'abord réalisé une expérience d'élargissement spectral dans un guide d'onde SOI de 1.22 cm suivant le montage présenté en figure 3.14. Une source laser impulsionnelle fibrée à blocage de mode, de marque Pritel, génère des impulsions de 8.3 ps de largeur à mi-hauteur, avec un taux de répétition de 22 MHz autour de 1550 nm et de puissance moyenne de 27 dBm. L'ajustement de la puissance d'entrée via un atténuateur variable (Att.) permet d'injecter dans le guide d'onde à caractériser un spectre sans SPM. En effet, la source présentant des puissances crêtes importantes, il faut s'assurer qu'il n'y ait pas de SPM introduite par l'amplificateur (EDFA pour *Erbium-Doped Fiber Amplifier*) avant l'injection dans le guide d'onde. Un analyseur de spectre optique (OSA pour *Optical Spectrum Analyzer*) mesure donc le spectre optique à la sortie du LASER tandis qu'un second OSA mesure le spectre

optique en sortie de la microstructure. Un contrôleur de polarisation (Pol. contrôle.) permet de maximiser la SPM, à l'origine de l'élargissement spectral, dans le guide d'onde.

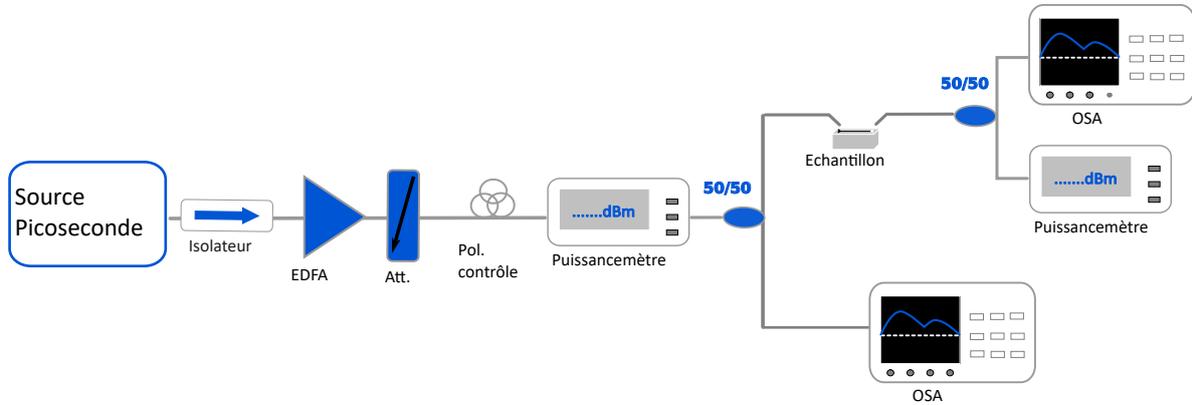


FIGURE 3.14: Schéma du montage utilisé pour le mesure de l'élargissement spectral dans un guide d'onde droit en SOI ($w = 500$ nm, $h = 220$ nm, $L = 1.22$ cm). Le coefficient γ_K a été déterminé, grâce à des spectres mesurés, via cette expérience, et confronté à des simulations numériques basées sur la méthode de *Split-Step Fourier*

Grâce au logiciel MATLAB[®], nous avons simulé la propagation du champ électromagnétique dans le guide d'onde en résolvant l'équation de Schrödinger Non-Linéaire (3.9). Pour ce faire, nous avons utilisé les paramètres expérimentaux précédemment mesurés, à savoir des pertes par réseau coupleur de -5 dB, des pertes linéaires de -3 dB/cm, et une dispersion de -0.31 ps²/m. Le coefficient caractérisant l'absorption à deux photons β_{TPA} a été extrait de la littérature [27] et est égal à 5×10^{-12} mW⁻¹. Le coefficient non-linéaire Kerr du guide d'onde SOI est déterminé par comparaisons entre les résultats des simulations numériques et des données expérimentales 3.15. Afin d'obtenir un coefficient non-linéaire le plus proche possible de celui du guide, il est nécessaire de s'assurer que le signal injecté simulé soit le plus proche du signal expérimental. La figure 3.15 représente le spectre mesuré (courbe grise) et le spectre simulé (courbe bleue). Cette similitude n'est que partiellement atteinte, ce qui impacte le bon accord entre simulation et expérience. De ce fait, le coefficient γ_K ainsi obtenu est de 380 Wm⁻¹, contre, à titre de comparaison, 275 Wm⁻¹ dans la littérature [27]. L'écart entre ces deux valeurs peut être dû aux incertitudes sur la source utilisée lors de l'expérience : le chirp, la puissance maximale, la durée et la forme réelles de l'impulsion. Des phénomènes liés à la propagation dans le guide d'onde tels des pertes localisées en raison de poussières et de possibles réflexions en entrée et en sortie peuvent également être responsables de cette divergence. Par ailleurs certains phénomènes comme la diffusion Brillouin et la diffusion Raman ne sont pas pris en compte.

3.4 Conclusion

Au sein de l'équipe Optique de Champ Proche, nous couplions auparavant la lumière dans des guides d'onde en silicium sur isolant (SOI) par la tranche des *wafers*. Cela occasionnait une transmission relativement faible, puisque d'environ 10 dB. Ce taux est trop insuffisant pour notre objectif, à savoir exalter les propriétés non-linéaires du matériau à

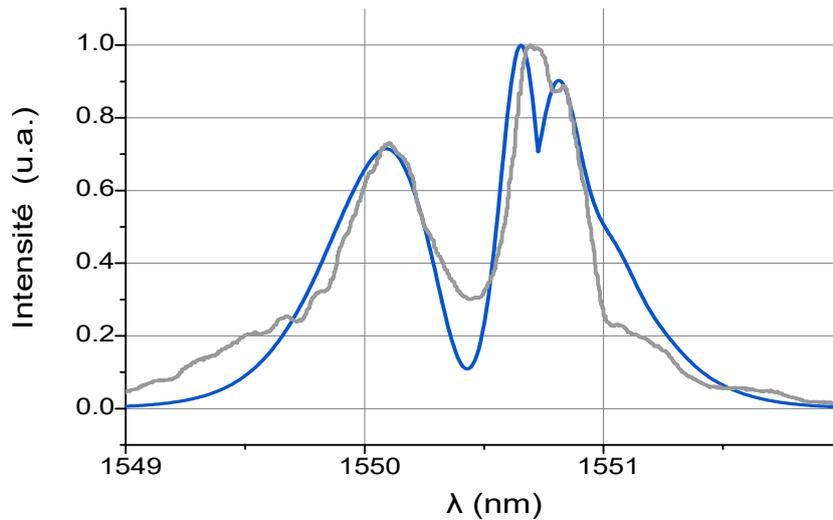


FIGURE 3.15: Courbes d'élargissement spectral dans un guide d'onde SOI ($w = 500$ nm, $h = 220$ nm, $L = 1.22$ cm). La courbe grise a été mesurée expérimentalement grâce à l'expérience 3.14, tandis que la courbe bleue a été obtenue par la méthode numérique de *Split-Step Fourier* codée à l'aide de MATLAB[®].

partir d'une onde continue de pompe pour générer de nouvelles fréquences. D'où la volonté d'utiliser une nouvelle méthode plus efficace pour coupler la lumière d'une fibre optique à un guide d'onde. Le recours aux réseaux coupleurs a ainsi été décidé car ils offrent moins de pertes et en outre une fabrication relativement simple. Ces structures intégrées sur puce sont situées de part et d'autre des guides d'onde. Elles sont constituées d'un réseau de diffraction et d'un taper inversé pour permettre respectivement un couplage horizontal et vertical du mode optique entre l'échantillon et la fibre.

Si une collaboration avec le CEA *Leti* nous a permis d'acquérir des échantillons possédant des réseaux coupleurs, il a fallu élaborer un montage via le logiciel de conception Autodesk Inventor[®] en tenant compte des contraintes mécaniques qu'imposent de telles structures et en anticipant la réalisation future d'un microscope de champ proche optique.

Une fois le montage réalisé, un premier échantillon de référence rassemblant des guides d'onde droits de longueurs différentes en SOI a été caractérisé afin de valider l'installation. Ainsi des pertes de propagation de -3 dB/cm et des pertes de couplage de -5 dB par réseau coupleur ont été mesurées. Nous avons également déterminé la dispersion par une méthode expérimentale interférométrique et nous l'avons calculée, en parallèle, via la méthode des éléments finis en fonction de la géométrie des guides. De cette façon, nous pouvons affirmer que mesures et simulations présentent un bon accord. De plus, à l'aide d'une expérience d'élargissement spectral et de simulations nous avons obtenu la non-linéarité Kerr (γ_K).

Grâce à ces expériences de caractérisation sur SOI, matériau très employé et bien connu, ainsi que la bonne adéquation entre nos mesures paramétriques et la littérature, nous validons la conception du banc optique. Son utilisation pour la caractérisation future de *wafer* mais aussi pour l'intégration d'une microstructure dans une cavité LASER fibrée constituent les étapes suivantes. Le but de cette étude demeure toujours de générer des effets

non-linéaires et donc des impulsions ultra-courtes à partir de l'hybridation de LASER et microcavités gravées sur puce.

4 Microring en silicium sur isolant en cavité LASER fibrée

Sommaire

4.1 Introduction	65
4.2 LASER architecture	66
4.3 Results and discussion	68
4.4 Conclusion	71

Au chapitre précédent, nous avons détaillé la conception d'un banc optique de couplage par réseau, afin d'apporter l'énergie lumineuse dans les guides d'onde intégrés sur puce. Grâce à un échantillon de référence en SOI, nous avons pu tester et valider l'installation en caractérisant les propriétés linéaires et les propriétés non-linéaires de microstructures.

L'objet de ce nouveau chapitre est d'étudier la dynamique impulsionnelle générée par l'incorporation d'un anneau SOI dans une cavité LASER fibrée. Les travaux présentés ici ont fait l'objet d'une publication dans un journal à comité de lecture [100], article qui est repris in extenso et en anglais dans la suite.

Dans cette étude, nous mettons en cavité LASER fibrée des micro-anneaux SOI de diamètres différents, à savoir 20, 50, 100 et 200 μm . Les objectifs visés sont tout d'abord de générer des impulsions ultra-courtes, puis d'analyser l'influence de la taille ou ISL de la micro-cavité sur les régimes impulsionnels ainsi créés. De plus, afin de prouver que le blocage de mode s'opère grâce aux effets non-linéaires de la structure en silicium sur isolant, et non pas par le phénomène de rotation non linéaire de la polarisation dans les fibres optiques composant la grande cavité, cette dernière est réalisée en fibre optique à maintien de polarisation.

Un premier paragraphe introductif reprend l'historique des cavités LASER fibrées hybridées avec un composant de nano-photonique. Un second paragraphe expose les conditions expérimentales avec une description de l'architecture de cavité utilisée, tandis qu'un troisième paragraphe ouvre la discussion sur les résultats obtenus. Enfin, un quatrième et dernier paragraphe conclut l'étude.

4.1 Introduction

The development of ultrashort pulse sources operating at high repetition rates is driven by diverse applications, ranging from optical communication and signal processing to frequency comb and terahertz generation for sensing, spectroscopy and metrology [101, 102, 103]. To generate pulses at repetition frequencies (RFs) above 100 GHz, the natural scaling inclines toward very short cavities, such as semi-conductor quantum-dot lasers [104]. However, the convenient and versatile fiber laser platform is also amenable

to similar RFs through the use of a pulse multiplication mechanism. If we exclude active modulation [105], which is limited by the speed of the driving electronics, passive multiplication techniques appear very promising, as they potentially accommodate the up-scaling of both the RF and the optical power. In passive harmonic mode locking, the RF globally scales linearly with the pumping power P [106], and ultrashort pulse generation at RF exceeding 20-GHz was demonstrated [107]. Modulation instability (MI) is a nonlinear process where the RF scales with \sqrt{P} in passive fibers, and reaches the 100-GHz to THz range [108]. However, the previous passive schemes lack a precise control of the RF, resulting in a poor stability of the pulsed source. By embedding a short cavity inside of the long fiber laser cavity, the RF can be controlled. In 1997, Yoshida *et al.* inserted a Fabry-Perot filter in a MI fiber laser cavity [109] : the free spectral range (FSR) of the Fabry-Perot fixed the RF to 115 GHz ; however, the pulsed laser was poorly stable.

Since then, lasers of increasing performance have been demonstrated using variants of this method. A fiber-integrated Mach-Zehnder (MZ) interferometer was shown to control the fiber laser RF over two orders of magnitude [110]. However, the low spectral selectivity of the MZ interferometer results in a poor suppression of supermodal noise, which entails an unstable pulse train generation, as was recently investigated [111]. Thus, it appears essential to incorporate a highly-selective filter element in the fiber laser architecture. In 2012, Peccianti *et al.* demonstrated the first fiber laser harmonically mode-locked by a integrated high-finesse microresonator [7, 83]. The doped-silica, on-chip microresonator provided both high spectral selectivity and nonlinearity, thus promoting the dynamics pulsed at 200 GHz of the whole fiber cavity. By using a silicon microring resonator (SMRR), this approach lead to the recent realization of a 110 GHz-RF mode-locked fiber laser [112, 113]. Working with silicon takes advantage of the huge investment and experience from the microelectronics industry, and contributes to the development of a monolithic platform for optoelectronics [10]. Silicon photonics already offers a large number of ultra-compact, high-performance photonic components [93]. The high Kerr nonlinearity of silicon is instrumental to induce mode locking with a low pumping threshold. However, at the main telecom wavelength (1.55 μm), two-photon-absorption (TPA), free-carriers dispersion (FCD) and their thermalization have to be considered [26], and can be detrimental to formation of the targeted ultrafast dynamics.

In this letter, we study the high-repetition-rate short-pulse generation of a fiber laser whose dynamics is driven by an on-chip SMRR. Several SMRR are tested and coupled into the fiber laser cavity. Beyond showing that the RF effectively corresponds to the FSR of the SMRR, we precise the role of the latter by using polarization-maintaining (PM) fibers in the main cavity length, thus avoiding the interplay of nonlinear polarization evolution in the pulse formation [114]. We discuss the main physical mechanisms at play in the pulsed laser system.

4.2 LASER architecture

The hybrid fiber-SMRR laser is a unidirectional ring laser composed of a 20-meter-long polarization maintaining erbium-doped fiber amplifier (PM-EDFA) with an output saturation power of 27 dBm, an optical isolator followed by a 90/10 output coupler, a SMRR that can be selected on the silicon-on-insulator (SOI) chip, two polarization controllers (PCs) from either side of the SMRR, and a fibered polarization beam splitter (PBS). Since the coupling to and from the SMRR is strongly polarization-dependent, and is performed with short lengths of standard (non-PM) fibers, the PCs are essential. The PBS is used

to select the appropriate polarization to input the PM-EDFA, as well as to provide an output coupling on the orthogonal polarization state. Hence, linear losses and the output coupling ratio are determined by the PC settings. The experimental set-up is sketched in Figure 4.1 (a).

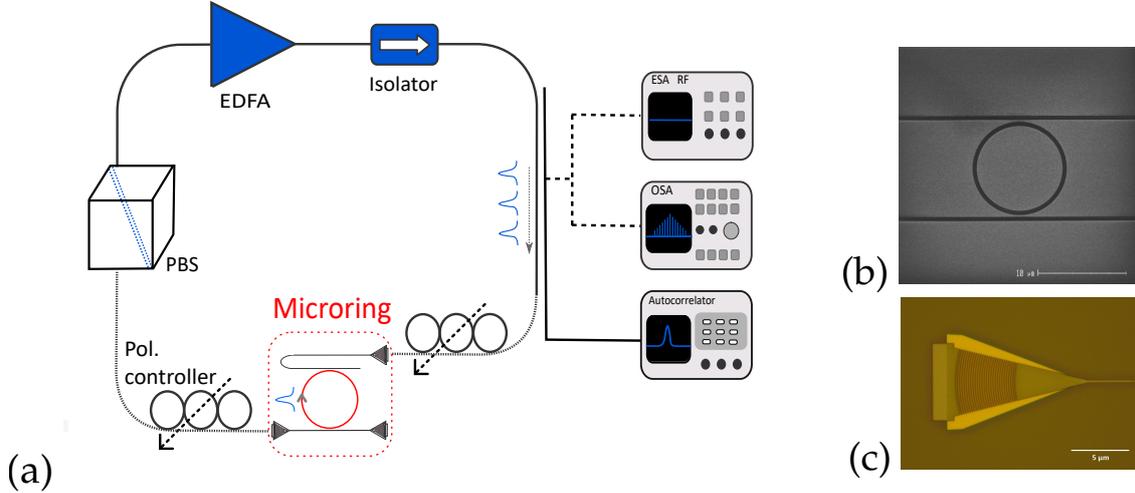


FIGURE 4.1: (a) Hybrid architecture based on a nonlinear silicon microring embedded into a fiber laser. PM-EDFA : polarization-maintaining erbium-doped fiber amplifier. PBS : polarizing beam-splitter. Microring : silicon-on-insulator optical ring waveguide. (b) Electronic microscope photography of a 10 μm diameter microring. (c) Grating coupler used to couple light from the fiber to the silicon waveguide.

Figure 4.1 (b) shows the key component of the laser, a microring resonator based on a SOI waveguide. The photonics waveguides are 500 nm-wide and 220 nm thick, and buried under 2 μm silica [115]. An efficient coupling between a standard silica single-mode optical fiber (SMF) and the integrated SOI circuits is performed using grating couplers, see Figure 4.1 (c) [116]. We measured typical coupling losses of -3 dB between the SMF and the transverse-electric polarization (TE) mode on the SOI chip. Using straight guides of various length and identical grating couplers, we calculated the propagation losses to be -3 dB/cm, a value comparable to the state-of-the-art [93]. Light is sent from the input waveguide to the resonator via evanescent coupling, and the signal from the drop port is extracted using the same coupling method. Q-factors ranging from 10 000 to 80 000 were measured on SMRRs of diameters 20, 50, 100 and 200 μm . All things considered, the adjunction of the on-chip SMRR to the fiber loop cavity adds less than 10 dB of losses, which is easily compensated by the large gain of the PM-EDFA.

The group-velocity dispersion of the waveguides was simulated using an eigenmode expansion method (COMSOL Multiphysics), and experimentally measured using a Mach-Zehnder interferometer including a straight SOI waveguide on one arm [96]. The numerical simulation yields $\beta_2 = -0.28 \text{ ps}^2/\text{m}$ for the waveguide dispersion at 1.55 μm , in good agreement with the experimentally measured dispersion of $-0.31 \text{ ps}^2/\text{m}$.

We evaluated the effective nonlinearity of the SOI waveguide through the measurement of the spectral broadening of a 10-ps pulsed laser source [117]. While most of the broadening is due to self-phase-modulation (SPM), two-photon absorption and free-carrier effects have to be taken into account to correctly evaluate the effective nonlinearity of our waveguide. TPA strength β_{TPA} , free carrier absorption σ , dispersion μ and lifetime τ_{eff} which were not directly accessible from our characterization experiment were extracted

TABLE 4.1: Physical quantities used to solve the generalized nonlinear Schrödinger equation in the SOI waveguide

Physical quantity	Value	Reference
$\beta_{2_{\text{exp}}}$	$-0.28 \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$	this work
$\beta_{2_{\text{th}}}$	$-0.31 \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$	this work
γ_K	$380 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$	this work
γ_K	$275 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$	[27]
β_{TPA}	$5 \times 10^{-12} \text{ m W}^{-1}$	[27]
τ_{eff}	5 ns	[44, 47]
μ	7.5	[50]
σ	$1.45 \times 10^{-21} \text{ m}^2$	[28]

from references [27, 28, 44, 47, 50, 118]. The nonlinear propagation of the pulse in the waveguide can be modelled by the following generalized nonlinear Schrödinger :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = & \left(-\frac{\alpha_0}{2} - i\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A(z, t) \\
& + \left(i\frac{\gamma_K}{2} - \frac{\beta_{\text{TPA}}}{2A_{\text{eff}}} \right) |A(z, t)|^2 A(z, t) \\
& - \left(\frac{\sigma}{2} (1 + i\mu) \frac{\beta_{\text{TPA}}}{2\hbar\omega_0 A_{\text{eff}}^2} e^{(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}})} \right) A^5(z, t)
\end{aligned} \tag{4.1}$$

with z and t being the propagation length and time variables, respectively, α_0 the linear losses measured at -3 dB/cm , A_{eff} the effective area of the mode and ω_0 the angular frequency of the electromagnetic wave. Performing numerical simulation of this equation using a split-step Fourier algorithm and adjusting the value of the effective nonlinearity γ_K to match the experimental spectrum yields a value of $\gamma_K = 380 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$, a value in good agreement with the literature ($275 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$ in [27]). These characterization results are listed up in table 4.1.

4.3 Results and discussion

Figure 4.2 shows the recorded spectra at the output of the fiber laser using each microring as the mode-locking element. Laser emission is obtained with several frequency comb lines when the output power of the amplifier is greater than 20 dBm. The lasing regimes shown in figure 4.2 are obtained for broad and reproducible ranges of the positions of the PCs. As expected, the interval between the comb lines increases when the resonator diameter is decreased. For a diameter of 20 μm , the FSR is so large that only three lines can be excited within the PM-EDFA gain bandwidth.

A multi-shot intensimetric autocorrelator of the second order is used to determine the average short-pulse pattern, and assess its stability, in order to compare the obtained dynamics with harmonic mode-locking. Figure 4.3 demonstrates the existence of short pulsations that are obtained at a main RF of 113 GHz, 227 GHz and 450 GHz for SMRR diameters of 200 μm , 100 μm and 50 μm , respectively, as expected from the spectral intervals of figure 4.2. No measurable pulsation could be obtained in the case of a 20 μm -diameter SMRR, because only one microresonator mode would dominate in the central part of the amplifier bandwidth. For the other SMRR, as discussed below, the limited

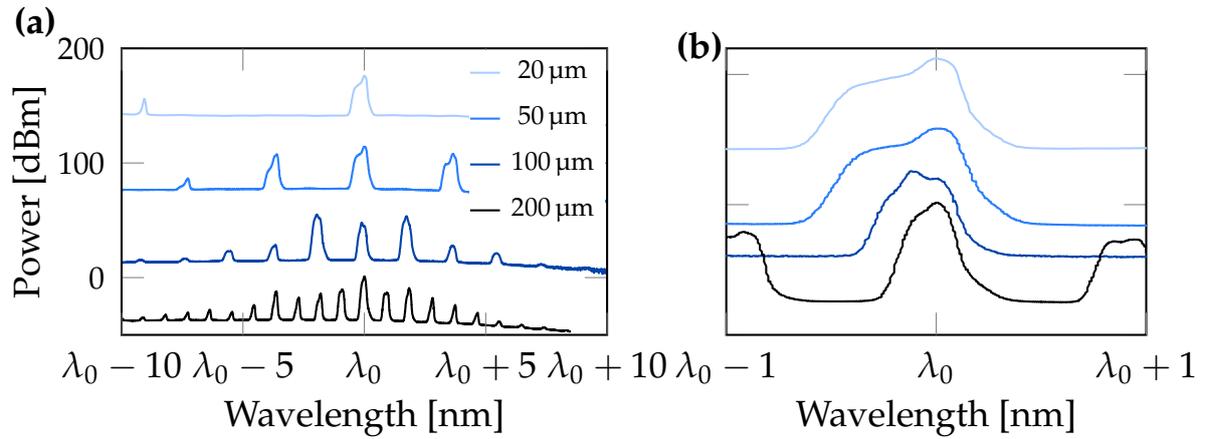


FIGURE 4.2: Measured optical spectra at the laser output for 50, 100 and 200 μm -diameter microring resonators. Several modes of the microresonator are lasing for a pump power of 27 dBm, and nonlinear broadening of these modes is occurring. (b) A zoom on the central mode shows that the smaller the diameter, the broader the spectral line.

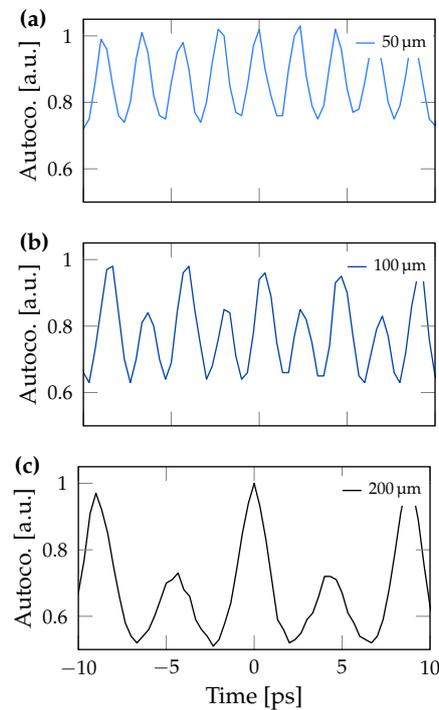


FIGURE 4.3: Autocorrelation traces for the (a) 50, (b) 100 and (c) 200 μm -diameter microring resonators. In each case pulses are obtained, confirming the mode-locking of the cavity. The repetition rates are compatible with the FSR of each microring resonator, suggesting that it is responsible for the mode-locking of the whole fiber cavity.

contrast of the autocorrelation traces can be attributed to two factors : the limited number of locked lines falling inside the amplifier bandwidth, and a remaining timing jitter. This anyway confirms the existence of partially mode-locked states, as in previous results using a similar hybrid cavity configuration [7, 113]. Moreover, in our experiment, by employing PM-fibers in the main cavity part, we could rule out the influence of nonlinear polarization evolution that is known to produce an effective ultrafast saturable absorber effect in presence of polarizing elements.

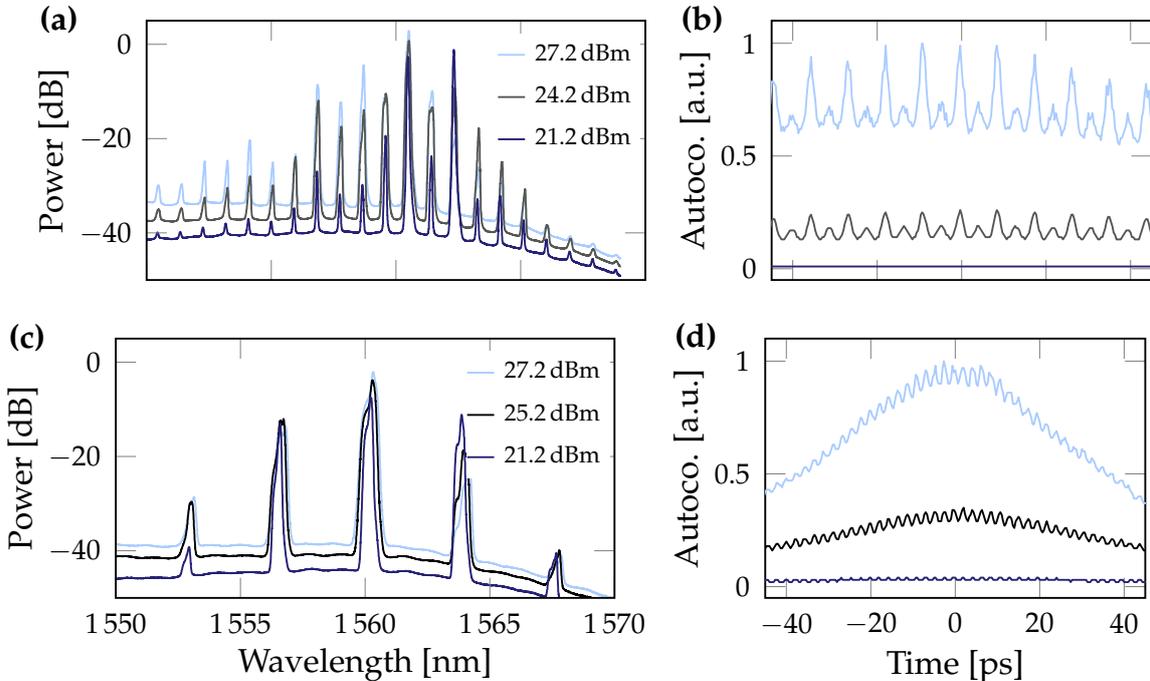


FIGURE 4.4: Spectrum (a) and autocorrelation traces (b) for the fiber laser with the 200 μm -diameter SMRR compared to the 50 μm -diameter case (c) and (d). In both cases, increasing the pump power leads to higher coherence and contrast.

Let us discuss further the peculiar features of the observed dynamics. Figures 4.3 (b) and (c) show that the intensity pattern actually has a dual periodicity. This suggests that a secondary pulse of lower amplitude is generated in the microring cavity, and is located symmetrically on the microring. The spectra from figure 4.2 (a) for the 100 and 200 μm SMRR add to this interpretation with every other comb lines being of higher power.

This behavior could either be explained by technological imperfection leading to a better transmission of alternating modes of the SMRR, or by a dispersion within the resonator leading to the formation of shorter pulses compared to the SMRR cavity and a high gain. The contrast of the autocorrelation trace increases with size of the SMRR, showing that the larger the number of SMRR lines in the laser gain bandwidth, the better the mode locking quality. On figure 4.4, we show a side-by-side comparison between the 200 μm SMRR and the 50 μm SMRR spectral and temporal features. The autocorrelation traces were taken on a larger delay window, and show that the train of pulses is actually finite. This can be interpreted as a result of timing jitter, with the laser generating bunches of a few tens of coherent pulses at a time. A larger SMRR diameter tend to produce a longer coherence length, and a smaller duty cycle (individual pulse duration multiplied by the RF) that result in higher contrast. Pumping power increase also leads to an increase of the contrast and of the coherence time, as shown on figure 4.4.

Another noteworthy dynamical feature is the observation of a significant broadening of the lasing microring modes, as displayed on figure 4.2(b). With Q-factors higher than 10^5 , the linewidth of the modes was indeed expected to be below 0.1 nm, in contradiction with the recorded spectra. The shape of this broadening is in fact consistent with a self-phase-modulation induced nonlinear broadening within the highly nonlinear SOI waveguides. This broadening can either appear in the silica fiber, after the amplifier where the power is maximum, or within the waveguide, after the resonator has filtered the modes to its linewidth. In the first case, a nonlinear phase shift of 1 would require a peak power of $P_p = 1/(\gamma_0 L_0)$ where $L_0 \simeq 10$ m and comprises the EDFA length. This calculation yields a value of 100 W for the pulses' peak power. In contrast, the same nonlinear phase shift is obtained with a peak power of 2.6 W in 1 mm of SOI waveguide, a much lower value which is more compatible with our system.

4.4 Conclusion

In summary, we have used a SOI microring resonator in a fiber laser and shown it acts as the mode-locking element to generate pulse trains at very high repetition rates ranging from 110 GHz to 450 GHz. We show that the mode-locking efficiency and coherence of the pulse trains increase with the diameter of the resonator, and that the microring can support the generation of two pulses of different intensity. The generated pulse train is powerful enough to generate a significant nonlinear broadening in the output waveguide.

5 Développement de nouveaux matériaux pour la génération d'effets non-linéaires dans des microstructures

Sommaire

5.1	Introduction	73
5.2	Les verres de chalcogénure	75
5.2.1	Présentation	75
5.2.2	Fabrication	75
5.2.3	Élaboration de la méthode de dessin des microstructures	76
5.2.4	Caractérisation des pertes et optimisation du procédé de fabrication	77
5.2.5	Vieillessement des échantillons	79
5.3	Les nitrures de silicium	79
5.3.1	Présentation	79
5.3.2	Fabrication	80
5.3.3	Caractérisation des pertes	81
5.3.4	Optimisation de la transmission	81
5.3.5	Élargissement spectral mesuré dans des guides d'onde spirales	83
5.4	Conclusion	84

5.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous montrons la génération d'impulsions à un taux de répétition très élevé puisque de 110 à 450 GHz avec l'intégration d'un microring SOI en cavité LASER fibrée, mais aussi la difficulté à obtenir un total blocage de mode. En effet, si le *Silicon-On-Insulator* demeure un matériau très employé et bien connu, en raison de ses origines intimement liées à la technologie CMOS, c'est un semi-conducteur dont le gap électronique est plus petit que l'énergie de deux photons de longueur d'onde de 1550 nm. De ce fait, l'absorption à deux photons constitue une perte d'énergie importante, limitant les effets non-linéaires souhaités. Aussi, le désir est né de développer et d'étudier de nouvelles microstructures fabriquées à base de matériaux plus appropriés à la génération d'effets non-linéaires à notre longueur d'onde de travail.

Pour s'affranchir de la TPA, deux possibilités sont envisageables : modifier la longueur d'onde de travail ou changer de matériau [26]. Disposant déjà de sources lumineuses et d'appareils de mesure opérant autour de 1550 nm, nous avons choisi d'étudier de nouveaux

matériaux, en étroite collaboration avec le CEA *Leti* situé à Grenoble.

Dans ce contexte, nous souhaitons une non-linéarité élevée en l'absence de TPA à 1550 nm, mais aussi une bande de transparence la plus grande possible du visible au moyen infrarouge (IR). De plus, il est indispensable que le matériau utilisé soit compatible avec les technologies CMOS, en vue d'être économiquement viable lors d'un déploiement industriel. La figure 5.1 illustre la fenêtre de transparence et la zone d'absorption à deux photons pour chaque matériau CMOS compatible, du visible à l'infrarouge moyen. Le germanium, ne présentant pas de transparence à 1550 nm, le saphir et la silice, ayant des fenêtres de transparence restreintes, ne sont pas sélectionnés. Notre choix s'est donc, en toute logique, porté sur les verres de chalcogénure et les nitrures de silicium.

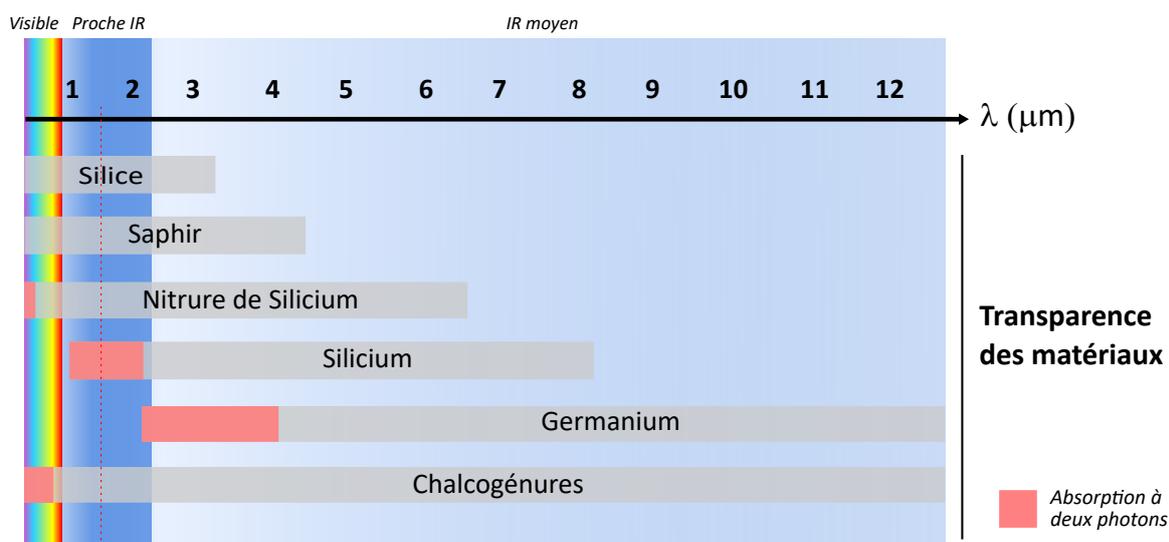


FIGURE 5.1: Présentation de différents matériaux aux coefficients non-linéaires élevés et compatibles à la technologie CMOS. Les zones grisées donnent pour chacun la transparence en fonction de la longueur d'onde, tandis que les zones orange représentent l'absorption à deux photons. L'idée est de sélectionner des matériaux en s'affranchissant de la TPA à 1550 nm et avec la plus grande fenêtre de transparence du visible à l'infrarouge (IR) moyen. Les verres de chalcogénure et le nitrures de silicium représentent les meilleurs candidats et sont sélectionnés.

Bénéficiant de la précieuse expertise du CEA *Leti* dans le dépôt et l'étude de couches minces, des échantillons de verre de chalcogénures et de nitrure de silicium ont été fabriqués. Nous avons conçu l'architecture des réseaux coupleurs et des guides d'onde grâce à des outils de simulation numérique, prenant en compte l'indice de réfraction optique et la dispersion des matériaux développés. Les microstructures ont ensuite été fabriquées au CEA, dans les couches minces, aux dimensions calculées par nos soins. Après réception des échantillons, nous avons pu caractériser leurs propriétés et optimiser le procédé de fabrication. De cette façon, une vingtaine d'échantillons nous a été envoyée pendant les trois années de thèse, chacun portant une amélioration par rapport au précédent.

Ce nouveau chapitre expose donc la fabrication, ses difficultés et l'optimisation de son procédé, ainsi que la caractérisation et le développement de microstructures intégrées sur puce par simulation numérique, en verre de chalcogénure d'une part, et en nitrure de

silicium d'autre part. Le but étant toujours d'obtenir des structures guidantes avec le moins de pertes possibles, afin d'exalter au maximum les non-linéarités.

5.2 Les verres de chalcogénure

5.2.1 Présentation

Les chalcogénures sont des matériaux contenant dans leurs formules chimiques des éléments du groupe 16 de la classification périodique, tels que le soufre (S), le sélénium (Se) ou le tellure (Te), alliés à un élément électropositif, appartenant souvent à la 15, 14 ou encore 13^e colonne de la classification, comme l'arsenic (As), l'antimoine (Sb), le gallium (Ga) et le germanium (Ge). Les verres de chalcogénure présentent un ensemble unique de propriétés, dont celle du changement de phase, qui a conduit à leur large utilisation pour les applications de mémoire non volatile, permettant le stockage de données (CD-RW et DVD-RW) [119, 120]. De plus, grâce à une grande fenêtre de transparence du proche au moyen infra-rouge et leurs non-linéarités optiques [121], les chalcogénures offrent une multitude d'applications dans les sources LASER à super-continuum et en optique intégrée [122].

Jusqu'à présent, la recherche a surtout concentré ses efforts sur des verres contenant de l'arsenic [123, 124]. Cependant, la directive du REACH (*enRegistration, Evaluation et Autorisation des produits CHimiques*) appelant à la substitution progressive des produits chimiques les plus dangereux, et l'OMS (*Organisation Mondiale de la Santé*), ont tous deux désigné l'arsenic comme l'un des dix produits chimiques les plus nocifs pour la santé humaine.

Nous avons donc collaboré avec Pierre NOÉ (*Département des Technologies Silicium* (DTSI) au CEA *Leti*) et Jean-Baptiste DORY (*Département d'Optique et de Photonique* (DOPT) au CEA *Leti*), qui dans le cadre de la thèse de Jean-Baptiste (2016-2019), en cotutelle avec le CEA *Leti*, ont mené l'étude de couches minces de verres de chalcogénure amorphes innovants, CMOS compatibles et sans arsenic. Ses travaux visent à fabriquer et sélectionner la meilleure composition de verre $\text{GeSb}_w\text{S}_x\text{Se}_y\text{Te}_z$ au regard des propriétés non-linéaires, de 1 μm à 8 μm , ainsi que de la stabilité thermique [125]. La grande difficulté demeure d'utiliser du germanium, très réactif chimiquement, à la place de l'arsenic pour stabiliser la matrice vitreuse.

Notre partie, au sein de l'équipe Optique de Champ Proche, a consisté à élaborer des architectures de réseaux-coupleurs et de guides d'onde en tenant compte de l'indice de réfraction optique du matériau et de sa dispersion. Les dimensions ainsi calculées ont été communiquées au CEA *Leti*, afin que les couches minces en verre de chalcogénure soient gravées en salle blanche. Une fois les échantillons fabriqués et envoyés à Dijon, nous les avons caractérisés, à l'aide du banc optique, puis nous avons partagé nos conclusions avec nos collègues grenoblois, afin d'optimiser le matériau lors d'une prochaine campagne de dépôt et fabrication. Cette synergie inter-laboratoires a permis l'étude d'une dizaine d'échantillons en chalcogénure, à l'échelle de cette thèse.

5.2.2 Fabrication

Les échantillons en verre de chalcogénure sont fabriqués sur base de *wafers* constitués d'une épaisse couche de silicium dont la partie supérieure est oxydée au four. La figure 5.2

expose les différentes étapes de fabrication successives. Ainsi, en salle blanche, au CEA *Leti*, un dépôt physique en phase vapeur (PVD pour *Physical Vapor Deposition*) de GeS_x est réalisé. Cette étape de fabrication est réalisée sous vide, car les verres de chalcogénure étudiés sont extrêmement sensibles à l'oxydation. La présence d'oxygène dans le réseau atomique provoque de grandes instabilités structurales. L'épaisseur de chalcogénure est ensuite recouverte de résine PMMA par spin coating. Cette dernière est insolée sous un faisceau d'électrons avant de subir une étape de développement positif, c'est à dire que la surface de résine non-insolée est conservée formant ainsi le masque de gravure. Les échantillons sont ensuite gravés puis nettoyés afin de retirer la résine résiduelle. Ces couches minces pourront ensuite être recouvertes d'une épaisseur protectrice de 10 nm en nitrure de silicium (Si_xN_y), l'air ambiant étant composé à 20 % de dioxygène et d'une quantité variable d'eau.

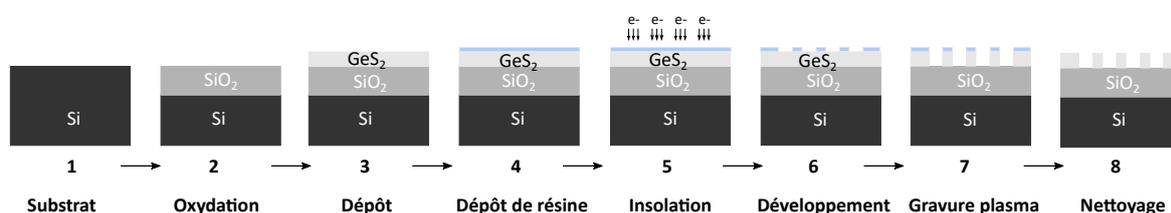


FIGURE 5.2: Présentation des différentes étapes de fabrication des échantillons en verre de chalcogénure, à partir de substrats de silicium, oxydés en surface puis gravés en salle blanche du CEA *Leti*. A noter qu'une éventuelle dernière étape de dépôt de nitrure de silicium au dessus du GeS_2 n'est pas représentée.

Lors du dépôt, une cible de GeS_2 alimente le film mince de 550 nm d'épaisseur en atomes, dans une stoechiométrie variable. C'est pourquoi il est indispensable de caractériser chaque échantillon. Pour ce faire, la densité est mesurée par réflectivité X tandis que la composition est validée par fluorescence X au CEA *Leti*. De plus, l'ellipsométrie donne accès à la partie réelle n et à la partie imaginaire k de l'indice de réfraction optique, pour des longueurs d'onde comprises entre 190 et 3000 nm. La spectrométrie infra-rouge par transformée de Fourier mesure l'absorption de 1500 à 2500 nm. Ces données sont essentielles pour calculer les dimensions des guides d'ondes et réseaux coupleurs, conçus ensuite par RIE.

5.2.3 Élaboration de la méthode de dessin des microstructures

Avant de graver par lithographie les microstructures, nous calculons au préalable à Dijon les dimensions des guides et des réseaux coupleurs, à l'aide de simulations numériques. Comme dans le paragraphe 3.3.1, la méthode des éléments finis est employée par l'intermédiaire du logiciel COMSOL Multiphysics[®]. Dans un premier temps, l'objectif est de calculer la largeur des guides d'onde, compte-tenu de leur hauteur de 550 nm définie lors du dépôt de la couche mince, afin d'obtenir une dispersion anormale. En effet c'est avec un β_2 négatif que les impulsions sont le plus facilement obtenues dans un LASER à fibres (voir section 2.4). Ainsi la largeur optimale pour les guides en verre de chalcogénure est déterminée à 600 nm.

Dans une second temps, nous définissons, par le biais du même outil numérique, les dimen-

sions idéales des réseaux coupleurs : la période notée a et le facteur de remplissage noté f . Pour ce faire, un modèle en deux dimensions est configuré dans COMSOL Multiphysics[®], la largeur des structures étant négligeable devant leurs longueurs.

Une association avec MATLAB[®] permet ensuite l'incrémentation successive du facteur de remplissage et de la période du réseau dans le modèle antérieurement défini. L'efficacité de couplage est donc calculée, par itération, pour une multitude de jeux de paramètres. La figure 5.3 montre une cartographie ainsi obtenue de l'efficacité de couplage en fonction du pas du réseau et de son facteur de remplissage. Il s'agit alors de sélectionner le ou les couples de paramètres pour lesquels le couplage est le plus efficace. Par exemple, sur la figure précédemment citée, le jeu de paramètres $(a; f)$ choisi est $(1.21 \mu\text{m}; 0.7)$.

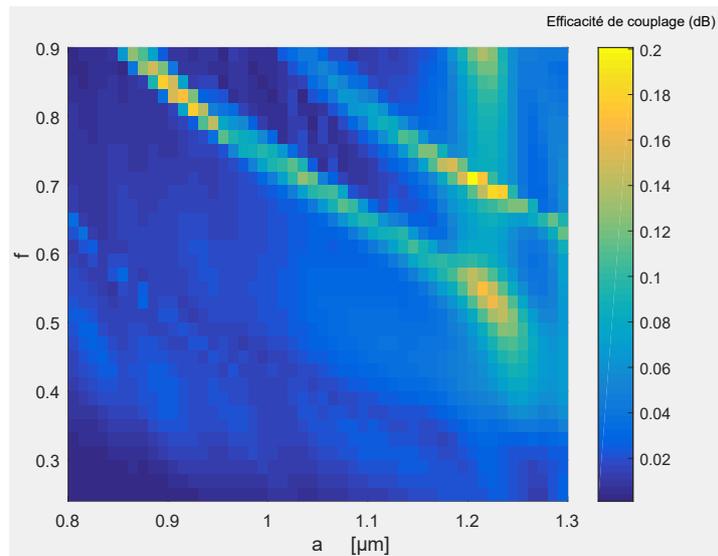


FIGURE 5.3: Cartographie de l'efficacité de couplage calculée par incrémentation, sous MATLAB[®], du facteur de remplissage simultanément à la période du réseau, sur base du modèle prédéfini dans COMSOL Multiphysics[®]. Ainsi sont déterminés les jeux de paramètres $(a;f)$ de la grille de diffraction pour lesquels le couplage est le plus efficace (par exemple ici $(1.21 \mu\text{m}; 0.7)$).

Dès lors, les valeurs de paramètres sont transmises au CEA pour gravure des microstructures dans la couche mince, aux dimensions calculées. Plusieurs échantillons ont été fabriqués de cette façon. Ils proposent, pour chacun, plusieurs guides dotés de réseaux coupleurs aux pas et facteurs de remplissage différents, une variation de dimensions autour des valeurs calculées permettant de valider la simulation.

5.2.4 Caractérisation des pertes et optimisation du procédé de fabrication

Lors de la seconde année de thèse, une dizaine d'échantillons en verre de chalcogénure et plus particulièrement en GeS_x , ont été conçus au CEA *Leti* puis nous ont été envoyés pour caractérisation sur notre banc optique (voir paragraphe 3.2.2). Durant cette étude, deux axes ont été privilégiés. D'une part, l'optimisation de l'architecture des réseaux coupleurs afin d'injecter et de collecter le plus de puissance possible dans les structures guidantes. Et d'autre part, la réduction des pertes linéiques dans le but d'exalter les propriétés non-linéaires du matériau choisi.

Les deux premiers échantillons reçus présentent une cinquantaine de guides d'onde droits de 600 nm d'épaisseur et 550 nm de hauteur. Afin de dissocier les pertes de propagation des pertes de couplage, par la méthode différentielle, plusieurs longueurs de guide ont été gravées, à savoir 1.5 mm, 4.5 mm et 7.5 mm. L'échantillon propose plusieurs familles de guides, une famille comportant trois guides de longueurs différentes. A chacune est dédiée un réseau coupleur avec vingt périodes bien définies allant de 750 nm à 950 nm par pas de 25 nm pour le premier ordre de diffraction, et de 1600 nm à 1800 nm par pas de 25 nm pour le second ordre de diffraction. Pour tout l'échantillon, le facteur de remplissage est fixé à $\frac{1}{2}$.

Ce premier lot d'échantillons a surtout pour objectif de qualifier le matériau plus que de valider les simulations numériques. Des pertes de -3 dB/mm et -17 dB par réseau coupleur ont été mesurées, nous invitant à améliorer l'architecture des réseaux mais aussi le procédé de gravure des microstructures. En effet, comme l'expose la figure 5.4, les flancs de gravure présentent d'importantes rugosités, origine principale des pertes linéiques [126]. Les longueurs d'onde centrales sont respectivement de 1480 nm et 1500 nm, ce qui reste également à optimiser pour se rapprocher de la longueur d'onde *Télécom*. Pour ce faire, il est nécessaire de travailler sur le facteur de remplissage f , car d'après la littérature et notre modèle, c'est lui qui a une importance significative sur la bande passante [90]. Par ailleurs les périodes du réseau, pour lesquelles le plus de puissance est transmise au travers des guides demeurent de 950 nm à l'ordre 1 et 1775 nm à l'ordre 2.

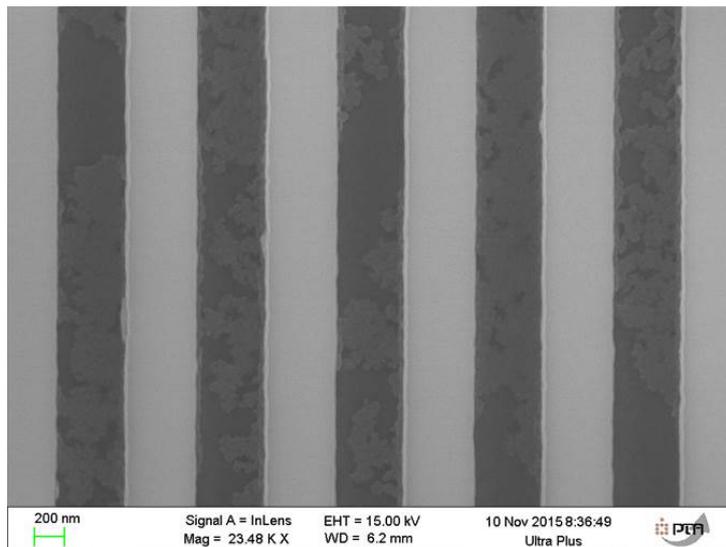


FIGURE 5.4: Image MEB d'un réseau coupleur. La microstructure est fabriquée en GeS_x. Les flancs de gravures présentent des rugosités dues à l'oxydation du matériau, principale cause de pertes de propagation.

L'ordre 1 présentant une bande passante plus large et une meilleure efficacité de couplage, nous avons choisi de ne conserver que lui, au détriment de l'ordre 2, pour les futurs échantillons. Aussi le second lot reçu reprend les mêmes structures que le lot précédent mais avec des réseaux coupleurs dont la période varie de 800 nm à 1400 nm par pas de 25 nm et dont le facteur de remplissage est égal à 0.6, 0.65, 0.7 ou 0.8, ceci dans le but de valider nos simulations numériques et ainsi notre méthode de paramétrisation des réseaux coupleurs. Ce lot propose une échantillon avec une couche supérieure protectrice de 10 nm de Si₃N₄, un échantillon avec une sur-gravure et un échantillon sans sur-gravure ni couche

supérieure. De cette analyse, nous pouvons conclure que les pertes de propagation restent à -3 dB/mm malgré l’optimisation du procédé de gravure. Le dépôt de Si_3N_4 apporte quant à lui une amélioration, les pertes de propagation étant alors de -2.7 dB/mm. Cependant il modifie l’indice effectif des réseaux et donc son efficacité de couplage, en l’absence d’un ajustement du modèle utilisé lors des simulations numériques.

Pour les réseaux sans couche supérieure, l’efficacité de couplage est optimale pour $a = 850$ nm et $f = 0.8$, en accord avec nos prédictions théoriques, les pertes de couplage sont alors mesurées à -5.4 dB par coupleur tandis que la longueur d’onde centrale est de 1540 nm. Ces derniers résultats apportent une nette amélioration, en terme d’optimisation de la conception des réseaux coupleurs, par rapport au lot précédent.

Le troisième lot d’échantillons propose également une consolidation de l’architecture des réseaux coupleurs avec des structures de 40 périodes dont $a = 850$ nm et $f = 0.8$, la longueur du taper derrière la grille de diffraction est testée allant de 120 nm à 30 μm par pas de 30 μm . De plus, dans le but de mieux focaliser la lumière dans le guide d’onde tout en réduisant la longueur du taper, des réseaux ont été courbés et apodisés [86, 127]. En outre, un échantillon présente les mêmes structures avec une couche supérieure de Si_3N_4 de 10 nm d’épaisseur.

En conclusion, les réseaux couplent davantage la lumière dans le guide d’onde lorsqu’ils sont courbés et apodisés, réduisant les pertes de couplage à -3.5 dB par structure. La couche de Si_3N_4 diminue les pertes linéiques là encore, cependant ces dernières demeurent toujours de l’ordre de -2.7 dB/mm, soit 10 fois plus importantes que celles mesurées dans les structures SOI.

5.2.5 Vieillessement des échantillons

A l’issue de l’étude sur l’ensemble des échantillons, soit une année après avoir reçu les premiers, un d’entre eux a été imagé par microscopie à balayage électronique. Comme le montre la figure 5.5, le matériau s’est oxydé au contact du dioxygène contenu dans l’air ambiant, formant des cristaux cubiques de GeO_2 . Si une couche supérieure protectrice de Si_3N_4 peut assurer une protection non seulement mécanique mais aussi chimique contre l’oxydation lors de la vie de l’échantillon, l’étape dite de « stripping » lors de la fabrication, où la résine est nettoyée, est réalisée sous oxygène, altérant le matériau et augmentant les pertes linéiques.

De ce fait, la technologie de fabrication reste à mûrir afin de réduire les pertes de propagation du matériau. Une session de fabrication utilisant un procédé de *stripping* sans oxygène est prévue pour la fin d’année 2019 au CEA *Leti*. En attendant nous avons choisi de concentrer nos efforts sur un autre famille de matériaux : les nitrures de silicium. Afin d’espérer obtenir, à l’échelle de cette thèse, des effets non-linéaires dans des microstructures sur puce, déjà forts de notre méthode de conception.

5.3 Les nitrures de silicium

5.3.1 Présentation

Les nitrures de silicium rassemblent les matériaux de stoechiométrie variable et de formule chimique globale Si_xN_y . Le Si_3N_4 est le plus stable et donc le plus répandu. Ce

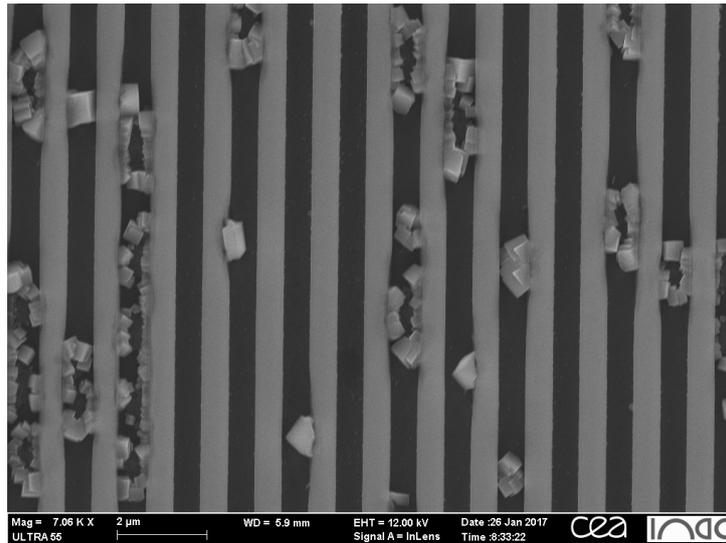


FIGURE 5.5: Image MEB d'un réseau coupleur en GeS_x , 11 mois après sa fabrication. Entre chaque structure, des cristaux de GeO_2 se sont formés par oxydation du germanium contenu dans la matrice du matériau. Ce phénomène met à jour le mauvais vieillissement de nos échantillons en GeS_x sans couche protectrice de nitrure de silicium.

matériau est bien connu de l'industrie des puces informatiques où il est utilisé comme diélectrique. De plus, il est employé depuis les années 80 dans l'optique intégrée linéaire [128]. Jusqu'à il y a quelques années, les contraintes du dépôt amorphe ont rendu difficile la croissance des couches dont l'épaisseur est supérieure à 250 nm [129, 130, 131]. Cependant grâce à une amélioration de la technologie de dépôt, des couches « épaisses » ont pu être obtenues. Ainsi une méthode de dépôt chimique en phase vapeur optimisée par plasma (CVD pour *Chemical Vapor Deposition*) [132] ou basse pression (LPCVD pour *Low-Pressure CVD*) sous N_2 [67] ont permis la fabrication de films jusqu'à 700 nm d'épaisseur et à faibles pertes de propagation. De cette façon, la voie vers des applications non-linéaires a été ouverte en 2008, démontrant un coefficient non-linéaire n_2 10 fois plus élevé que dans la silice [132].

Le CEA *Leti* dispose d'une trentaine d'années d'expérience dans le dépôt de couches minces en nitrure de silicium à des fins de microélectronique. C'est donc en toute logique que nous avons collaboré pour l'élaboration de couches dites « épaisses » relaxées en contrainte, en vue de faire de la photonique non-linéaire. La problématique demeure ici d'adapter la technologie de fabrication afin d'obtenir des dépôts plus épais avec de faibles pertes linéiques.

5.3.2 Fabrication

Les échantillons de nitrure de silicium sont fabriqués par Jean-Baptiste JAGER (laboratoire SiNaPS CEA *Leti*). Comme pour ceux en verre de chalcogénure, un *wafers* constitué d'une épaisse couche de silicium est oxydé en surface dans un four. Ensuite un dépôt de 690 nm de Si_xN_y est effectué par LPCVD afin de relaxer les contraintes de la couche. Une gravure plasma est réalisée sur une résine négative, c'est à dire que la surface insolée par faisceau d'électrons est conservée après développement. Le nitrure de silicium étant plus difficile à graver que la résine, un masque rigide d'aluminium supplémentaire est utilisé.

Bénéficiant du retour d'expérience sur les verres de chalcogénure, nous avons calculé, grâce à des simulations numériques, les dimensions d'une part des guides d'onde et d'autre part des réseaux coupleurs, ceci dans les buts respectifs d'une dispersion anormale et d'une maximisation de la puissance d'injection/collection dans les guides. Ainsi pour une gravure partielle à 400 nm dans la couche de Si_xN_y , nous obtenons une largeur de guide $w = 1.2 \mu\text{m}$, une période des réseaux $a = 1 \mu\text{m}$ et un facteur de remplissage $f = 0.4$.

5.3.3 Caractérisation des pertes

Durant ma troisième année de thèse, une quinzaine d'échantillons de nitrure de silicium a été fabriquée à Grenoble puis caractérisée sur notre banc optique à Dijon. Comme précédemment, deux axes ont été privilégiés pour cette étude : l'optimisation de l'architecture des réseaux coupleurs afin d'injecter et de collecter le plus de puissance possible dans les structures guidantes et la réduction des pertes linéiques dans le but d'exalter les propriétés non-linéaires du matériau.

Nous avons étudié l'architecture des réseaux coupleurs, en procédant de la même manière que pour les échantillons de GeS_2 . Ainsi, des structures avec $a = 1 \mu\text{m}$ et $f = 0.4$ ont été gravées, en accord avec nos simulations numériques préliminaires. Pour la dizaine d'échantillons présentant cette architecture, des pertes de couplage de -4.7 dB par réseau ont été mesurées avec une longueur d'onde centrale de 1570 nm. Ensuite, nous avons cherché à affiner et valider cette dernière en faisant varier le facteur de remplissage de 0.4 à 0.8 par pas de 0.1 ainsi que la période de la grille de diffraction de $1 \mu\text{m}$ à $1.04 \mu\text{m}$ par pas de 10 nm, ou encore en courbant et en apodisant les structures. De cette façon, les pertes ont été réduites à -4.1 dB par réseau pour des paramètres validés à $a = 1 \mu\text{m}$ et $f = 0.4$.

En parallèle nous avons étudié la transmission des microstructures gravées. Dès les premiers échantillons reçus, les flancs de gravure des guides d'onde, imagés par microscopie à balayage électronique (voir figure 5.6), se sont révélés moins rugueux que pour les verres de chalcogénure, laissant entrevoir des résultats plus prometteurs. Nous avons mesuré des pertes de propagation de -0.2 dB/mm sur des guides d'onde de 1.5 mm et 4.5 mm de long, une valeur inférieure d'un ordre de grandeur par rapport à celle obtenue dans les guides de chalcogénure.

Cette mesure étant à la limite des capacités de notre banc expérimental, des guides d'onde de longueurs plus importantes ont été demandés pour les échantillons à venir.

5.3.4 Optimisation de la transmission

De par la volonté de minimiser l'espace occupé sur la puce, nous avons dessiné des spirales d'Archimède. Ces spirales peuvent posséder un nombre différent de spires en fonction de la longueur de guide souhaitée. Comme le présente la figure 5.7, le guide s'enroule sur lui-même dans un sens puis dans l'autre, la direction de propagation de la lumière étant ainsi inversée d'une spire à l'autre et donc identique une spire sur deux. A noter que la courbure ne doit pas être trop faible afin de ne pas générer de pertes supplémentaires.

Grâce à ces spirales, nous avons pu confirmer notre mesure des pertes linéiques par la méthode différentielle. De plus, notre mesure est reproductible sur quatre échantillons ainsi fabriqués. La présence d'une couche supérieure de SiO_2 ne permet pas d'améliorer

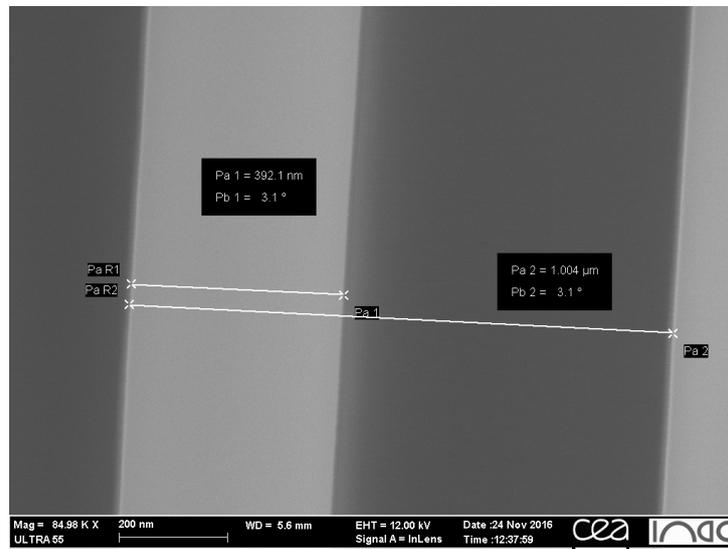


FIGURE 5.6: Image MEB d'un guide d'onde Si_xN_y ($w = 1.2 \mu\text{m}$, $h = 400 \text{ nm}$). Les flancs de gravure sont plus lisses que pour les échantillons GeS_2 .

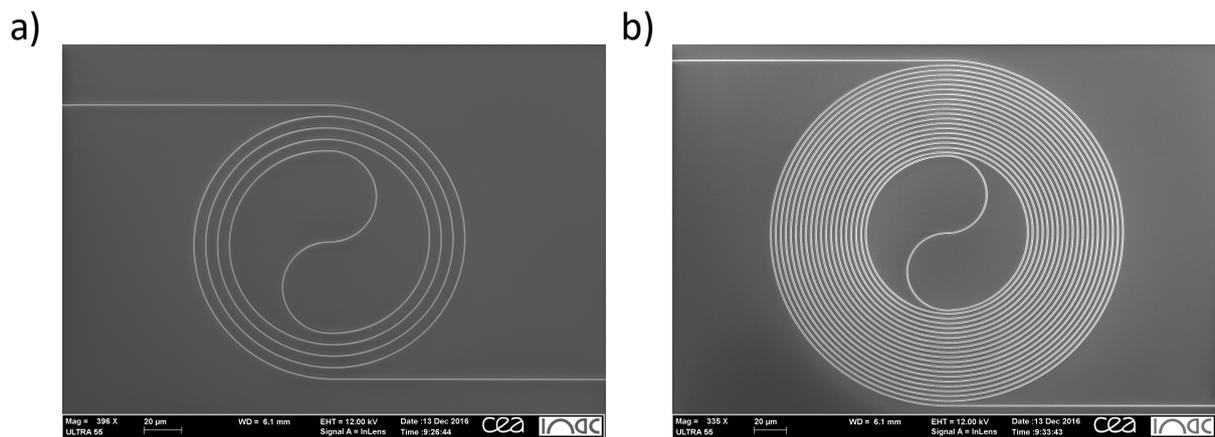


FIGURE 5.7: Images MEB de deux guides d'onde spirales Si_xN_y ($w = 1.2 \mu\text{m}$, $h = 400 \text{ nm}$, $L = 3.2 \text{ mm}$ pour a et $L = 10.4 \text{ mm}$ pour b). Ces guides enroulés sur eux-mêmes présentent l'avantage d'une longueur importante pour un encombrement sur puce minimal.

ce résultat. Afin d'optimiser la transmission aux travers des guides d'onde, le procédé de gravure a été amélioré au CEA *Leti*. La lithographie est alors réalisée à l'aide d'une résine positive qui induit moins de rugosité que le masque en aluminium. Des pertes linéiques de -0.8 dB/cm ont pu être mesurées pour l'ensemble des échantillons conçus selon ce procédé. Ces résultats de caractérisation très satisfaisants nous ont motivé à qualifier les propriétés non-linéaires du matériau au cours d'une expérience d'élargissement spectral.

5.3.5 Élargissement spectral mesuré dans des guides d'onde spirales

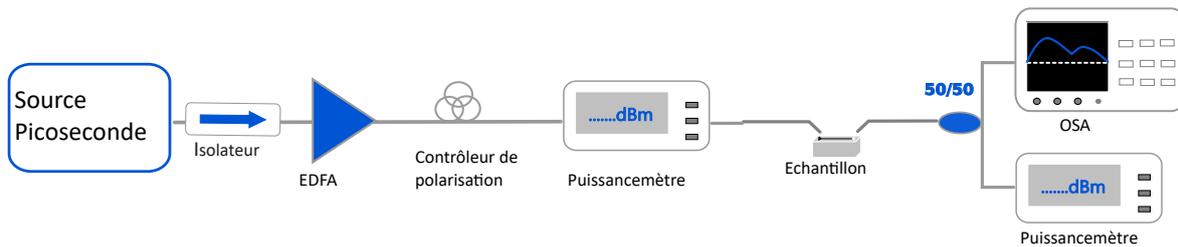


FIGURE 5.8: Schéma du montage utilisé pour qualifier l'élargissement spectral dans un guide d'onde en Si_xN_y ($h = 550\text{ nm}$, $w = 1.2\text{ }\mu\text{m}$). Une source infrarouge amplifiée génère des impulsions picosecondes dans un guide d'onde spirale gravé sur l'échantillon. Un analyseur de spectre (OSA) est branché en sortie de ce dernier, dans le but de vérifier un éventuel élargissement spectral par la structure guidante, compte tenu de la forme spectrale de l'impulsion fournie par la source.

Dans cette expérience, dont le montage est présenté en figure 5.8, nous avons utilisé une source impulsionnelle picoseconde fibrée réalisée au laboratoire. Le spectre mesuré est représenté en noir sur la figure 5.9. Une impulsion d'1 dBm est ainsi générée et amplifiée par un amplificateur erbium Keopsys[®] (EDFA) avant d'être transmise à l'intérieur d'un guide d'onde spirale en nitrure de silicium ($h = 550\text{ nm}$, $w = 1.2\text{ }\mu\text{m}$). Un analyseur de spectre (OSA) mesure la réponse spectrale en sortie de l'échantillon. Deux guides spirales ont été expérimentés avec 15 et 25 spires, pour des longueurs respectives de 4.52 cm et 10.48 cm. Grâce à l'EDFA plusieurs puissances d'entrée ont été paramétrées (600, 800, 1000, 1300 et 1500 mA de courant de pompe) avant d'être injectées dans la microstructure gravée sur l'échantillon.

La figure 5.9 expose les spectres mesurés lors de cette expérience, avec d'une part le guide d'onde 15 spires (a), et d'autre part le guide d'onde 25 spires (b). Sur les deux graphiques, la courbe noire représente le spectre de la source utilisée, c'est à dire celui injecté dans les spirales. Les courbes bleues sont quant à elles les réponses spectrales mesurées après passage de l'impulsion dans l'échantillon, pour plusieurs puissances d'EDFA. Sur chaque graphique, les courbes bleues sont intrinsèquement plus larges que la courbe noire et ce pour les deux structures utilisées. Par ailleurs, plus la puissance injectée augmente, plus le spectre en sortie est large. De plus, en comparant (a) et (b) entre eux, il est systématiquement observé qu'à courant de pompe égal, le spectre mesuré en sortie

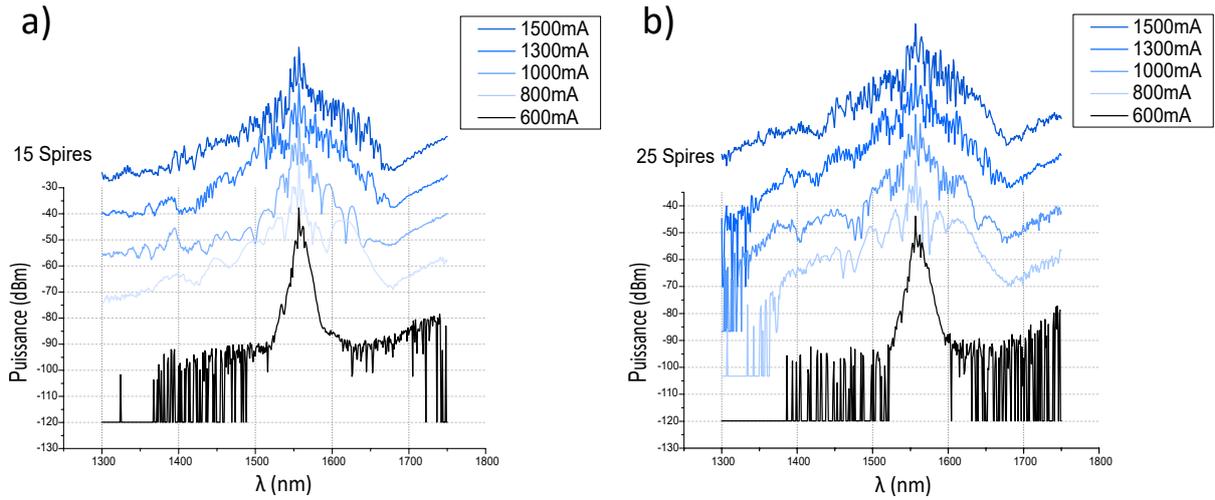


FIGURE 5.9: Spectres mesurés en entrée (en noir) et en sortie de guide d'onde (en bleu) pour des spirales de 15 spires (a) et 25 spires (b) ($h = 550$ nm, $w = 1.2$ μ m, $L = 45.2$ cm ou 10.48 cm). La comparaison des spectres entrée/sortie met en évidence un élargissement spectral. Plus la puissance d'entrée (en courant de pompe de l'EDFA) est importante plus le spectre mesuré en sortie de guide d'onde est large, ce qui représente une signature de SPM.

du guide 25 spires et plus large que pour celui de 15 spires ; cette observation constitue une nette signature d'automodulation de phase. Par conséquent, les propriétés non-linéaires du matériau étudié sont démontrées, ouvrant la voie vers d'autres perspectives expérimentales.

5.4 Conclusion

Grâce à une étroite collaboration avec deux laboratoires du CEA *Leti*, il nous a été possible de développer et d'étudier des microstructures fabriquées à partir de deux familles de matériaux différentes : les verres de chalcogénure et les nitrures de silicium.

Si la première représente une excellente candidate à la photonique non-linéaire, en raison de sa très large fenêtre de transparence dans l'infrarouge et l'absence d'absorption à deux photons dans cette gamme de longueurs d'onde, l'ajout d'atomes de germanium dans la formule chimique à la place de l'arsenic, pour stabiliser la matrice vitreuse, amène des difficultés structurelles importantes. En effet, Ge est très réactif chimiquement et s'oxyde au contact de l'air ambiant pour former des cristaux cubiques de GeO_2 . De ce fait, les guides d'onde étudiés présentent d'importantes rugosités sur leurs flancs de gravure. Cela a pour conséquence de grandes pertes linéiques puisque mesurées à -3 dB/mm, soit dix fois plus que dans nos structures SOI, rendant impossible l'utilisation de ce matériau pour les applications non-linéaires souhaitées. Une piste d'optimisation du procédé de fabrication est d'effectuer l'étape de *stripping*, ou nettoyage post-gravure, dans une enceinte exempte d'oxygène, puis de déposer à la surface du GeS_x une couche protectrice de Si_xN_y afin d'empêcher un mauvais vieillissement de ce verre de chalcogénure. Dans l'attente de voir mûrir la technologie de fabrication des échantillons, nous avons concentré nos efforts sur la seconde famille candidate, les nitrures de silicium.

Pourtant moins prometteurs, du fait de leur plus faible fenêtre de transparence dans l'in-

frarouge moyen et leurs coefficients n_2 modérés [133], les Si_xN_y présentent l'intérêt d'être bien connus du laboratoire SiNaPS, ce dernier les déposant en couches minces depuis plusieurs dizaines d'années pour des utilisations dans le domaine de la microélectronique. Aussi, en amont de nos études, un important développement a été mené afin d'aboutir à des couches plus épaisses, le défi étant de relaxer les contraintes du dépôt, condition sine qua non à de faibles pertes de propagation dans les microstructures gravées sur puce. Grâce à ce développement technologique, nous avons pu mesurer des pertes linéaires de -0.8 dB/cm, soit près de 4 fois plus faibles que dans nos structures SOI.

Forts de cette bonne propagation linéaire et en limite de mesure, des guides d'onde plus longs, en forme de spirale, ont été gravés et utilisés pour tester les propriétés non-linéaires du matériau lors d'une expérience d'élargissement spectral. Cette dernière a démontré une signature caractéristique d'automodulation de phase (SPM) : plus la distance de propagation dans le matériau ou la puissance d'une impulsion sont grandes, plus cette dernière se voit spectralement élargie. Cette découverte qualitative laisse le champ libre à des expériences non-linéaires à des fins non seulement de caractérisation mais aussi d'utilisation de microring de Si_xN_y dans une cavité LASER fibrée pour générer des impulsions ultra-courtes.

6 Démonstration d'effets non-linéaires dans des guides d'onde en nitrure de silicium

Sommaire

6.1	Introduction	87
6.2	Super-continuum dans un guide SiN imagé par microscopie champ proche hyper-spectrale	88
6.2.1	La microscopie en champ proche optique	88
6.2.2	Conception du microscope implémenté sur le banc optique	90
6.2.3	Mesure d'un super-continuum par imagerie champ proche hyper-spectrale	94
6.3	Micro-anneau SiN en cavité LASER fibrée	97
6.3.1	Architecture de la cavité LASER filtrée	97
6.3.2	Résultats et discussion	98
6.4	Conclusion	99

6.1 Introduction

Le chapitre précédent expose le développement d'échantillons en GeS_2 et Si_xN_y afin de minimiser les pertes dans les microstructures gravées et donc de maximiser leurs propriétés non-linéaires. Si le verre de chalcogénure doit encore voir son procédé de fabrication optimisé en raison de la grande réactivité chimique du germanium avec le dioxygène contenu dans l'air, le nitrure de silicium offre des résultats prometteurs en matière de pertes de propagation. Grâce à une expérience visant à injecter une impulsion LASER picoseconde dans un guide d'onde fabriqué en Si_xN_y , une signature caractéristique de SPM, manifestation de l'effet Kerr, a été démontrée.

Forts de ces résultats et d'une expertise en microscopie par champ proche optique, nous proposons dans ce nouveau chapitre d'imager le mode se propageant dans un guide d'onde de nitrure de silicium. Le but est alors de caractériser un élargissement spectral tout en s'affranchissant de la bande passante des réseaux coupleurs. Le microscope à sonde locale permettra l'exploration des propriétés optiques de la microstructure entre les deux réseaux. De plus le dispositif devra effectuer une image hyper-spectrale afin de discerner toutes les différentes longueurs d'onde.

Ainsi nous exposons les bases de la microscopie champ proche optique, puis la conception du microscope sur le banc de couplage par réseau, avant de décrire l'expérience et ses résultats.

Pour démontrer des effets non-linéaires et générer des impulsions LASER ultra-courtes et

à hauts taux de répétition, une expérience de microring en nitrure de silicium inséré dans une cavité LASER fibrée est présentée avant de clore ce travail.

6.2 Super-continuum dans un guide SiN caractérisé par microscopie en champ proche hyper-spectrale

6.2.1 La microscopie en champ proche optique

En microscopie optique, l'échantillon est éclairé par réflexion ou transmission. Les longueurs d'onde composant la lumière vont être diffractées par cet échantillon. Puis elles sont collectées par la lentille de l'objectif avant d'interférer pour former l'image observée par l'expérimentateur. Le microscope est caractérisé par son pouvoir de résolution qui exprime sa capacité à distinguer les détails. Ce paramètre donne la distance latérale minimale entre deux points voisins pour être discernés et est conditionné par la limite de diffraction. Cette limitation porte le nom de « critère de Abbe-Rayleigh » et s'écrit :

$$\Delta d = \frac{0.61\lambda}{n \sin(\theta)} \quad (6.1)$$

où d est la distance latérale entre les deux points voisins, λ la longueur d'onde de la lumière éclairant l'échantillon, n l'indice optique du milieu dans lequel se trouve l'échantillon et θ le demi-angle d'ouverture de l'objectif.

D'après la formule (6.1), il est possible de diminuer Δd en diminuant λ , en augmentant n ou en augmentant l'ouverture numérique du microscope $n \sin(\theta)$. Ainsi grâce à la microscopie par balayage électronique il est possible d'utiliser des longueurs d'onde inférieures à l'Angström et d'obtenir une résolution nettement meilleure puisque de l'ordre de l'atome ; néanmoins cela ne relève plus du domaine de l'optique et demeure lourd à mettre en place à cause du vide à créer dans la chambre de l'échantillon. Les microscopes à immersion augmentent l'indice de réfraction dans lequel baigne l'échantillon, mais il est difficile d'avoir $n > 2$ pour un liquide et ce milieu peut polluer l'échantillon étudié. Quant à l'ouverture numérique, si des progrès ont été accomplis afin de l'augmenter, il demeure compliqué de dépasser 1.4 et donc une résolution supérieure à $\frac{\lambda}{2}$ [134]. Par conséquent ces possibles optimisations sont insuffisantes pour observer optiquement des détails fins, c'est-à-dire dont les dimensions sont bien inférieures à la longueur d'onde.

C'est ainsi que, sur la base de l'expérience de pensée de Synge en 1928 [135], est née la microscopie en champ proche optique avec une résolution de l'ordre de $\frac{\lambda}{60}$. Le principe de cette méthode à sonde locale repose sur la mesure des ondes évanescentes contenant les informations sur les petits détails de l'échantillon. Les ondes évanescentes ont été mises en évidence par Newton dans son expérience de l'onde de réflexion totale frustrée, et contiennent les informations sur les détails dont les dimensions sont inférieures à la longueur d'onde [136]. Elles sont à différencier des ondes électromagnétiques de nature propagative que mesure les systèmes optiques conventionnels. Les ondes évanescentes sont localisées dans le champ proche de l'objet, c'est à dire à quelques nanomètres voire à quelques dizaines de nanomètres de l'objet, tandis que les ondes propagatives sont observées en champ lointain.

En microscopie champ proche une sonde de dimension sub-longueur d'onde explore l'échantillon à sa surface pour collecter les composantes non-propagatives du champ (voir figure 6.1).

Elle doit se trouver suffisamment près de l'échantillon car les ondes évanescentes décroissent de manière exponentielle à la surface. La sonde les transforme par diffraction en ondes propagatives avec les informations qu'elles contiennent. Ces ondes vont pouvoir se propager jusqu'au détecteur placé en champ lointain de l'échantillon et être mesurées. La résolution du système optique n'est plus soumise à la limite de diffraction mais à deux nouveaux paramètres : la taille de la sonde et sa distance à l'échantillon. En effet plus la sonde sera petite et/ou proche de la surface de l'échantillon plus elle pourra explorer des détails fins.

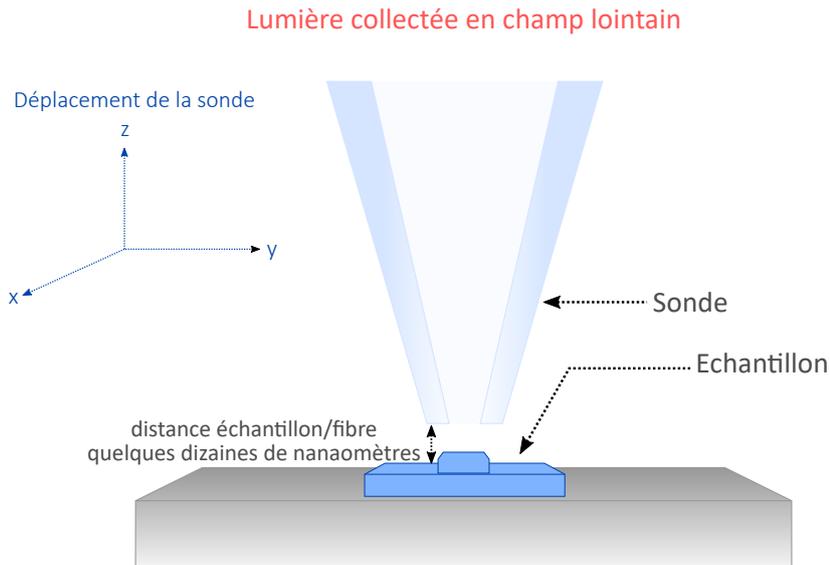


FIGURE 6.1: Schéma de principe de la Microscopie Champ Proche Optique (SNOM). Une sonde balaie la surface d'un échantillon afin de perturber les ondes évanescentes, les transformant en ondes propagatives et les collectant avec les informations qu'elles contiennent. Ces informations portent sur les détails fins de la surface de l'échantillon.

Cependant, pour réaliser un microscope en champ proche optique, il reste à surmonter deux obstacles technologiques :

- concevoir une sonde de taille sub-longueur d'onde,
- pouvoir approcher cette dernière en champ proche de l'échantillon, c'est-à-dire à quelques dizaines de nanomètres.

C'est pourquoi il a fallu attendre jusqu'en 1986 pour que E. Betzig et *al.* inventent la première version de ce dispositif, en utilisant une micropipette de biologie étirée à chaud et métallisée qui scanne la surface d'un échantillon ligne par ligne [137]. Un an plus tard, leur équipe utilise une fibre optique étirée pour collecter le champ proche avec un photodétecteur placé à son extrémité et démontre expérimentalement l'influence des deux paramètres cités précédemment [138]. Par ailleurs, l'acronyme anglais SNOM (*Scanning Near-field Optical Microscopy*) est alors introduit pour appeler cette microscopie. Si elle est toujours nommée ainsi, une multitude de configurations a vu le jour depuis dans diverses applications, comme pour l'étude des matériaux semi-conducteurs [139], le stockage de masse dans les matériaux magnéto-optiques [140], l'imagerie par fluorescence de protéines in-vivo [141] ou l'étude locale de guides d'onde pour sonder la structure des

champs s'y propageant [142].

6.2.2 Conception du microscope implémenté sur le banc optique

Un microscope champ proche optique comporte trois éléments essentiels à son fonctionnement :

- une sonde pour explorer les ondes évanescentes présentes à la surface de l'échantillon et les convertir en ondes propagatives,
- un asservissement afin de maintenir cette dernière à quelques nanomètres de la surface de l'échantillon,
- un système de détection optique afin de mesurer les ondes propagatives converties par la sonde et d'enregistrer leurs informations.

La sonde

Il existe principalement deux familles de sondes suivant qu'elles présentent une ouverture ou non [143]. Celles à ouverture peuvent être utilisées pour illuminer l'échantillon en configuration SNOM classique, ou pour collecter la lumière diffractée par l'échantillon en configuration RSNOM et STOM (pour respectivement *Reflection Scanning Near-field Optical Microscopy* et *Scanning Tunneling Optical Microscopy*). Celles sans ouverture sont quant à elles utilisées en configuration PSNOM (pour *Perturbation Scanning Near-field Optical Microscopy*) afin de perturber le champ proche en surface de l'échantillon. La détection se fait alors en champ lointain par un système physiquement indépendant de la sonde. Dans l'équipe OCP nous travaillons avec des sondes sans ouverture fabriquées à partir de fibres optiques amincies. Il existe deux méthodes d'élaboration : par attaque chimique ou par étirage à chaud. Par souci de répétabilité et pour un bon compromis transmission/résolution, nous utilisons la seconde avec une étireuse commerciale alliant un LASER CO₂ et un système d'étirage mécanique. Une sonde ainsi fabriquée au laboratoire est imagée par microscopie à balayage électronique en figure 6.2.

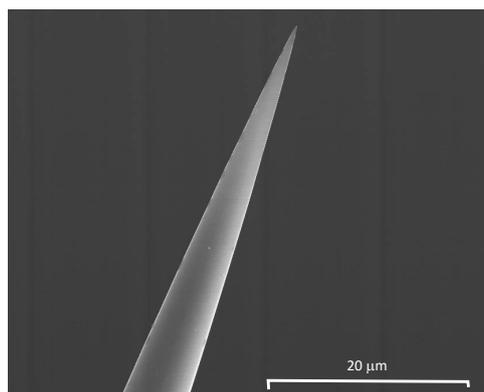


FIGURE 6.2: Image MEB d'une sonde champ proche utilisée au sein de l'équipe OCP. Il s'agit d'une fibre optique chauffée et étirée à l'aide d'un LASER CO₂ commercial.

Il est également possible, lors d'une étape de fabrication supplémentaire, de fonctionnaliser la pointe de la sonde suivant le type de mesure envisagé. Par exemple en déposant un film métallique [134] à l'extrémité de la fibre afin de mieux canaliser la lumière, ou en greffant une nanoparticule d'or afin d'exalter le champ électromagnétique [144].

L'asservissement

L'asservissement constitue un élément important d'un microscope champ proche puisqu'il permet de réguler la distance entre la sonde et l'échantillon, à l'échelle nanométrique, tandis que la fibre amincie balaie la surface à explorer.

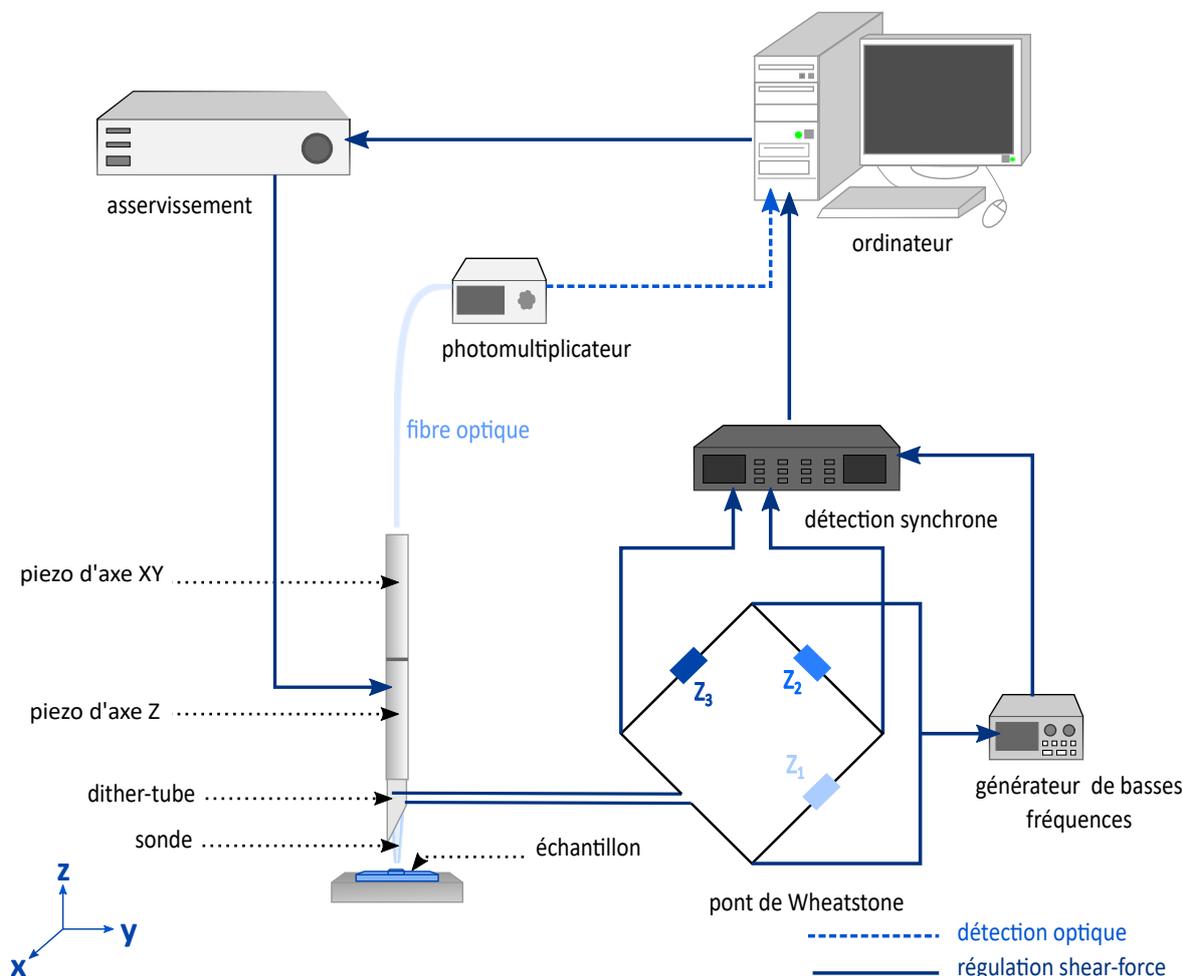


FIGURE 6.3: Schéma de principe de l'asservissement champ proche. La sonde champ proche scanne la surface de l'échantillon grâce à la céramique piézoélectrique XY. Solidaire du dither-tube, elle est excitée à sa fréquence de résonance. Plus elle est proche de la surface de l'échantillon plus elle est perturbée par les forces de cisaillement, modifiant l'impédance du dither-tube. Le pont de Wheatstone détecte cette modification de l'impédance et délivre à la boucle de régulation un signal proportionnel à la variation. L'asservissement commande en fonction de cette information la contraction ou l'élongation de la céramique piézoélectrique Z afin d'approcher ou d'éloigner la sonde de la surface. De plus la sonde champ proche collecte les ondes évanescentes et de propagation pour les conduire sous forme d'ondes propagatives au photomultiplicateur situé en champ lointain. L'ordinateur permet le pilotage de l'asservissement et l'acquisition des données.

Basé sur la détection du signal des forces de cisaillement ou « shear-force », l'asservissement peut être réalisé optiquement [145] ou électroniquement [146, 147]. Cette seconde méthode est utilisée pour décorrélérer mesure optique et régulation de la distance

sonde/échantillon. Cela permet de simplifier les réglages avant les expériences et de maximiser le rapport signal sur bruit [148]. Comme en microscopie AFM (pour *Atomic Force Microscope*), la détection électronique peut être réalisée à l'aide d'un diapason sur lequel est fixée la fibre optique amincie. L'ensemble diapason et fibre est alors excité à sa fréquence de résonance. La régulation de la distance se fait alors par la mesure de l'amortissement du courant induit traversant le diapason [149, 150]. Une seconde possibilité est de mesurer le changement d'impédance d'un élément piézoélectrique tubulaire excité à la fréquence de résonance de la fibre optique qui lui est liée. C'est cette dernière méthode d'asservissement *shear-force* qui est habituellement utilisée dans l'équipe OCP et que nous allons donc développer.

La figure 6.3 schématise le principe d'asservissement que nous avons utilisé pour la microscopie champ proche. L'élément piézoélectrique tubulaire, appelé « dither-tube », est solidaire d'un ensemble de deux autres céramiques piézoélectriques permettant le déplacement de la sonde selon trois axes XYZ. Alors que la sonde scanne la surface de l'échantillon en XY, le dither-tube est excité par un générateur de basses fréquences. Il impose à la sonde une vibration parallèle au plan d'étude de l'échantillon à la fréquence de résonance de cette dernière, qui constitue une poutre oscillante. De plus il voit son impédance varier suivant l'amplitude d'oscillation de la fibre optique amincie. Lorsqu'elle s'approche à quelques nanomètres de la surface et rentre ainsi en champ proche, elle interagit avec des forces de cisaillement. L'origine de ces forces demeure encore discutée et serait due à la présence d'eau en surface de l'échantillon ou aux forces de Van der Waals. Plus la sonde est proche de la surface plus elle est perturbée. Aussi son amplitude d'oscillation diminue, modifiant l'impédance du dither-tube. Ce dernier est inséré dans l'une des branches d'un pont de Wheatstone, à l'équilibre en l'absence d'interaction. De cette manière, les variations d'impédance générées par les interactions de la sonde déséquilibrent le pont de Wheatstone. Un signal dépendant de la distance sonde-échantillon est ainsi récupéré et mesuré par la boucle de rétroaction, afin de permettre la régulation de la distance. Par ailleurs ce signal est imagé en niveau de gris afin d'obtenir une cartographie du relief de l'échantillon étudié. Ainsi est obtenue une information topographique de la surface (voir figure 6.4).

Le système de détection optique

La sonde champ proche est une fibre optique étirée à chaud à une extrémité. L'autre extrémité est connectée à un photomultiplicateur InGaAs. L'ordinateur récupère l'information optique ainsi collectée et constitue une image point par point, au fur et à mesure du balayage de la sonde à la surface de l'échantillon. Le temps d'acquisition dépend de la taille de l'image et de la vitesse de balayage de la sonde ; il avoisine en général plusieurs dizaines de minutes. Un exemple d'images d'intensité optique et topographique est montré en figure 6.4.

Architecture du microscope en champ proche optique

Mélanie MACIOCE a pris en charge, lors de son stage de 3^{ème} année de licence professionnelle *Systèmes de Télécommunications Microondes et Optiques*, la conception et la caractérisation du microscope implémenté sur le banc de couplage par réseau, dans le respect du cahier des charges préalablement établi (voir 3.2.2). Si une multitude de configurations existe du fait de la grande variété des trois éléments cités précédemment

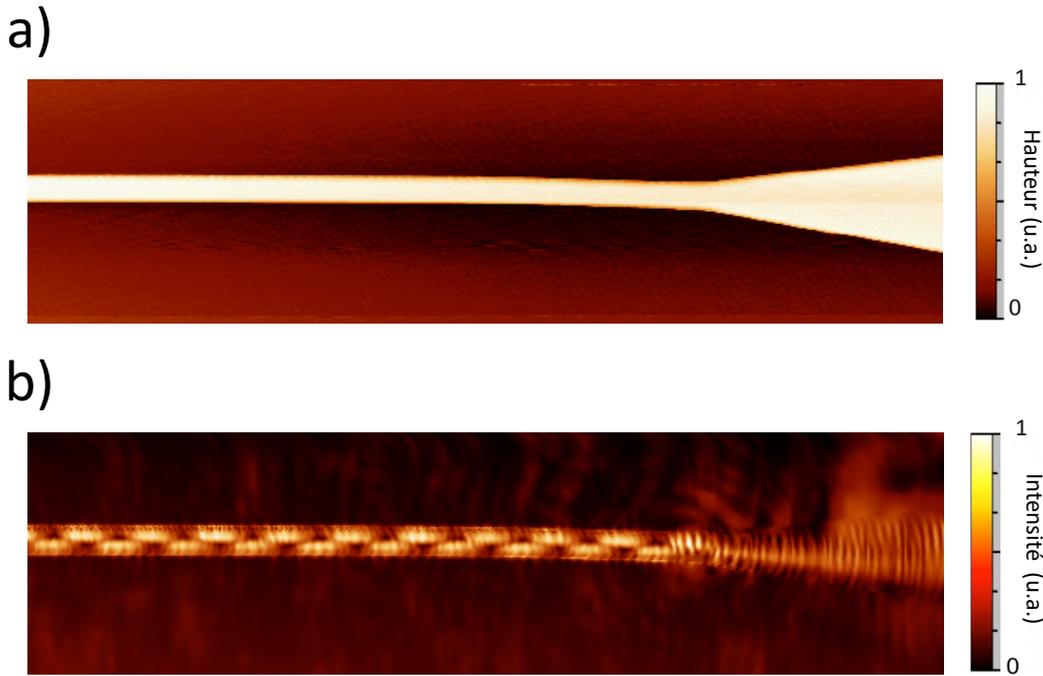


FIGURE 6.4: Exemple d'images obtenues par microscopie champ proche a) topographique b) d'intensité optique. Il s'agit d'un mode se propageant dans un guide d'onde de nitrure de silicium ($L = 1.5$ mm, $w = 1.2$ μm et $h = 550$ nm) à l'approche du réseau coupleur de sortie ($P = 1150$ μm et $F = 0.5$). La sonde effectue un balayage de 50 μm sur 25 μm . L'image a été rognée de manière à cadrer de 50 μm par 15 μm .

et de leur combinaison, la configuration du banc optique ainsi que l'expertise de l'équipe OCP ont conditionné le travail de Mélanie. Aussi elle a conçu le microscope via le logiciel Autodesk Inventor[®] en satisfaisant aux contraintes suivantes :

- amener la sonde champ proche à la normale de l'échantillon qui est verticale,
- la tête champ proche supportant la sonde doit être peu encombrante car cette dernière oscillera entre les deux becs du banc optique pouvant être séparés au minimum de 1 mm,
- le système optique doit être stable afin de ne pas perturber la progression de la sonde à la surface de l'échantillon.

La figure 6.5 montre la configuration choisie pour répondre au mieux à la demande. L'objectif initialement perpendiculaire à la surface de l'échantillon est déporté. Incliné désormais avec un angle de 45° , il est assisté d'un miroir à -45° pour éclairer l'échantillon. La sonde est amenée sur le banc optique via un déport, lui-même soutenu par un socle massif pour garantir la stabilité du montage. Afin d'ajuster en hauteur la position de la sonde mais également selon le plan de l'échantillon, deux platines de translation, mono-axe selon Z et double axes selon XY, assurent respectivement le déplacement du déport et de l'ensemble déport-socle. La tête champ proche est constituée de deux céramiques piézoélectriques pour permettre un déplacement tri-axes via une déformation du matériau lorsqu'une tension lui est appliquée. Le tube situé le plus haut permet une translation de la sonde suivant les axes X et Y. Le tube situé en-dessous permet une translation de la sonde suivant l'axe Z. La connectivité électrique des deux tubes est assurée à l'aide de câbles collés avec une colle conductrice. Un dither-tube d'une longueur de 2 cm pour un diamètre de 3 mm, lui aussi piézoélectrique, est fixé sous une céramique afin de générer

les oscillations qui entraînent la sonde dans son mouvement. Une canule de seringue est collée à l'extrémité inférieure du dither-tube afin d'y passer la fibre optique et de la fixer à l'aide d'un point de paraffine chauffée. Les contacts électriques du dither-tube se trouvent sur un circuit imprimé collé entre ce dernier et la céramique.

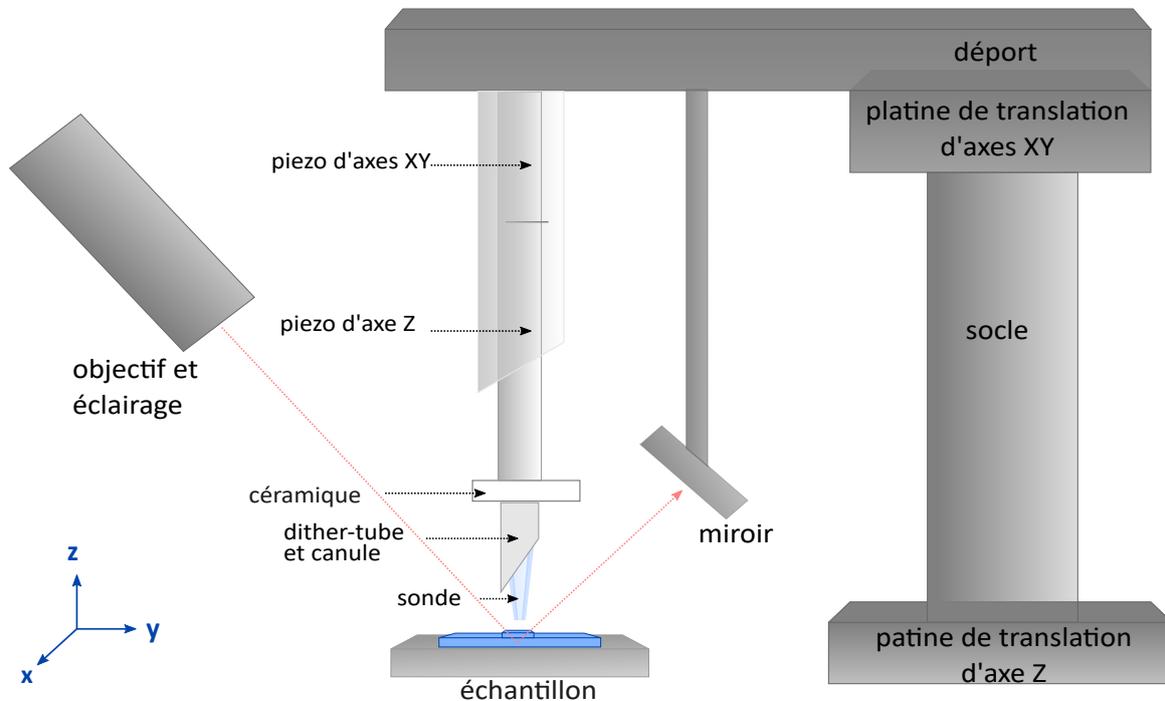


FIGURE 6.5: Schéma du microscope champ proche tel que fabriqué sur l'expérience de couplage par réseau. La sonde oscille grâce au dither-tube. De plus elle scanne la surface de l'échantillon suivant les axes X-Y grâce à un système piézoélectrique. Une céramique piézoélectrique permet l'approche ou l'éloignement de la sonde par rapport à l'échantillon selon l'axe Z, en fonction de la commande de la boucle de rétroaction. L'objectif éclairant a été déporté afin de laisser place à la tête champ proche comportant entre-autre la céramique, le dither-tube et la canule de seringue dans laquelle est fixée la sonde. Aussi un miroir permet un meilleur éclairage de l'échantillon. Le tout est amené sur l'expérience via un socle et un déport massifs. Pour plus de visibilité, les connectivités électriques ne sont pas représentées.

6.2.3 Mesure d'un super-continuum par imagerie champ proche hyper-spectrale

La microscopie champ proche optique est une solution de choix pour imager un élargissement spectral dans un guide en nitrure de silicium et ce, entre les deux réseaux coupleurs pour s'affranchir de leur bande passante. Néanmoins, il faut contourner une limite expérimentale car le photomultiplicateur InGaAs intègre l'ensemble du champ électromagnétique, de 1100 nm à 1600 nm, acheminé par la fibre depuis la sonde. Il ne permet donc pas de différencier plusieurs longueurs d'onde se propageant dans le guide. Il est alors possible d'acquérir plusieurs images à plusieurs longueurs d'onde différentes en disposant un filtre monochromatique avant le photodétecteur. Cependant l'acquisition d'une image champ

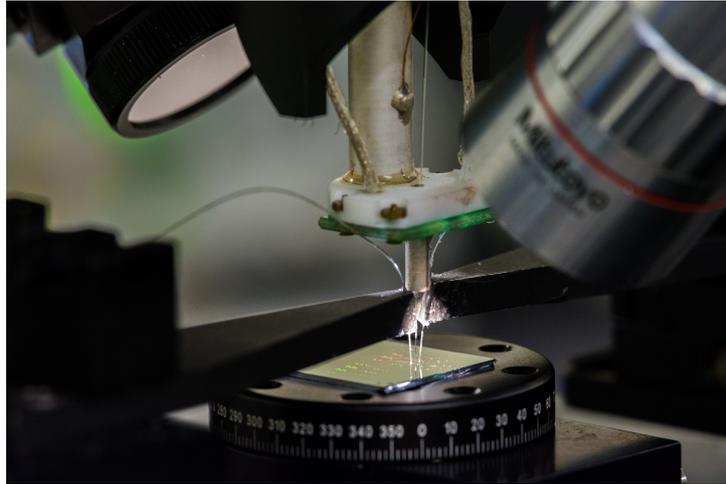


FIGURE 6.6: Photographie du montage de couplage par réseau implémenté du microscope champ proche optique. La sonde champ proche évolue sur un *wafer* SOI gravé et explore un guide d'onde entre deux réseaux coupleurs. La distance entre les fibres optiques d'injection et de collection est de 1.5 mm.

proche prend plusieurs dizaines de minutes, ce temps pouvant varier en fonction de la taille de l'image et de sa résolution. Aussi se pose la question de la répétabilité d'une acquisition à l'autre. Pour une bonne répétabilité, les conditions expérimentales doivent rester exactement identiques pendant l'enregistrement de toute une série d'images. Ainsi la température de la pièce, l'injection de lumière dans la microstructure, la qualité de la sonde locale etc... doivent rester constantes, ce qui est particulièrement difficile à réaliser. Nous avons donc choisi d'utiliser la détection hyper-spectrale mise au point par Jean DELLINGER pendant sa thèse au laboratoire [151]. Ce système est composé d'un spectromètre et de détecteurs matriciels. Les signaux collectés étant faibles, deux caméras CCD et InGaAs à haute sensibilité les détectent respectivement dans le visible et dans l'infrarouge. Grâce à cette détection hyper-spectrale il est possible d'acquérir un spectre optique par point scanné par la sonde champ proche (voir figure 6.7). Les données recueillies sont donc constituées d'une matrice de puissance $P(X, Y, \lambda)$.

Au cours de l'expérience de mesure de l'élargissement spectral dans une microstructure Si_xN_y , nous avons utilisé plusieurs guides d'onde spirales de longueurs différentes car ils offrent l'avantage d'une longueur de propagation relativement importante sur une minimum de surface à balayer par la sonde. Les guides ont pour dimensions $L = 24.3$ à 104.5 mm et $w = 1.2$ μm . Le spectre d'un LASER de pompe impulsionnel (1 ps, 30 MHz) est injecté dans la microstructure tandis que la sonde champ proche scanne sa surface. Les informations collectées par cette dernière sont acheminées via la fibre optique vers la détection hyper-spectrale présente dans une autre pièce. Un contrôleur de polarisation ainsi qu'un puissance-mètre permettent d'optimiser l'injection de lumière dans l'échantillon. Les mesures en champ proche hyper-spectral ainsi effectuées aboutissent à une cartographie 3D pour la puissance collectée $P(X, Y, \lambda)$. De cette matrice, nous pouvons alors reconstruire le spectre en chaque point de l'image, comme représenté en figure 6.8.

A partir des coordonnées des points dans la spirale, nous pouvons alors reconstruire l'évolution de l'élargissement spectral en fonction de la distance de propagation à l'intérieur du guide de nitrure de silicium. Ces résultats expérimentaux peuvent alors être comparés à des simulations numériques basées sur la résolution de l'équation de Schrödinger non-

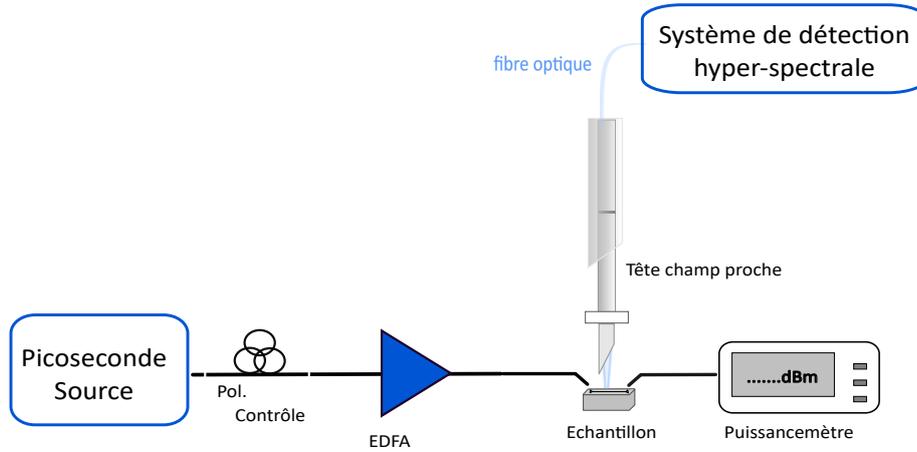


FIGURE 6.7: Schéma du montage utilisé pour la mesure d'un super-continuum par imagerie champ proche hyper-spectrale dans des guides d'onde spirales Si_xN_y ($L = 24.3$ à 104.5 mm et $w = 1.2$ μm). Un LASER impulsif de pompe (1 ps, 30 MHz) est amplifié avant d'être injecté dans la microstructure intégrée sur puce. Une sonde champ proche scanne la surface de l'échantillon et transmet à la détection hyper-spectrale les informations qu'elle collecte. Un contrôleur de polarisation et un puissance-mètre permettent d'ajuster l'injection/collection de lumière dans le guide d'onde via les réseaux coupleurs.

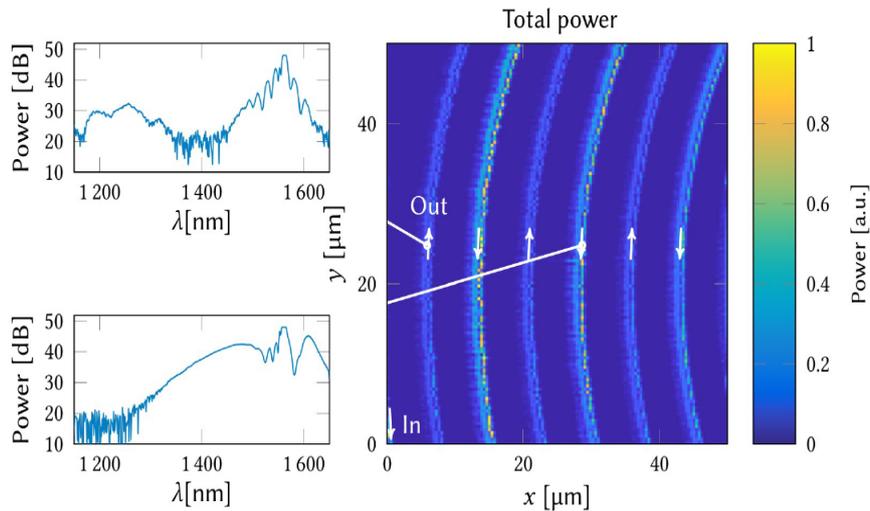


FIGURE 6.8: Image obtenue par microscopie champ proche hyper-spectrale d'un guide d'onde spirale Si_xN_y ($L = 45.2$ mm et $w = 1.2$ μm) dans lequel se propage le spectre d'un LASER impulsif. Chaque point de l'image comporte l'ensemble de l'information spectrale de 1150 nm à 1650 nm.

linéaire. Un exemple de reconstruction de l'élargissement spectral sur une plage de longueurs d'onde allant de 500 nm à 1500 nm est présenté sur la figure 6.9. Cette reconstruction de l'élargissement spectral appliquée à des guides de dimensions différentes permet de démontrer efficacement un élargissement du spectre du LASER de pompe d'une octave complète après 1 cm de propagation dans le guide d'onde. De plus, ces données permettent d'étudier les différents mécanismes de génération de super-continuum selon la dispersion de groupe du guide non-linéaire. Les émissions d'onde dispersives apparaissent clairement en dispersion anormale, ainsi que la contribution de l'auto-modulation de phase. Cette technique d'imagerie champ proche hyper-spectrale permet également d'étudier les différents modes spatiaux peuplés par la génération de fréquence non-linéaire (publication en cours de rédaction).

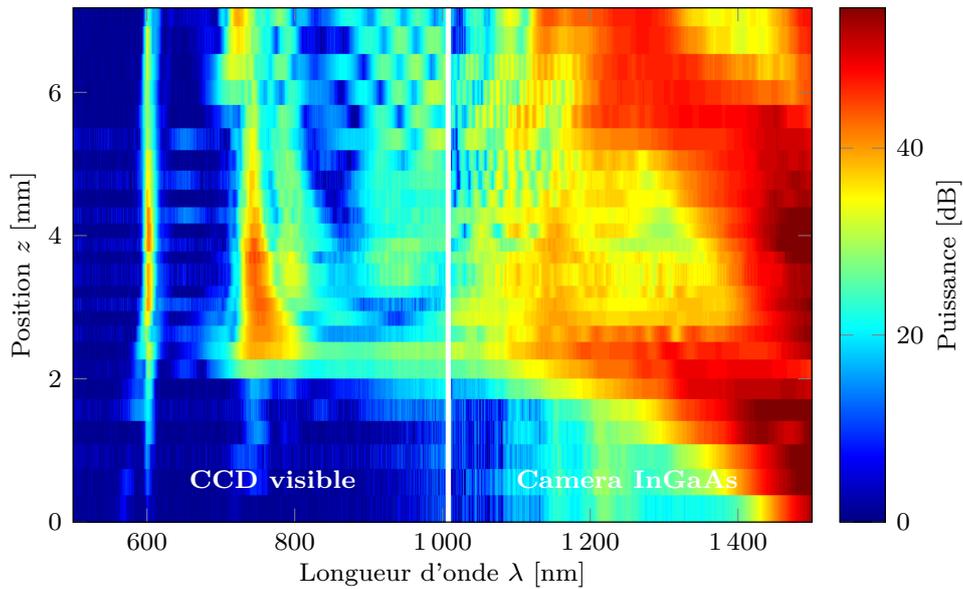


FIGURE 6.9: Image issue de la reconstruction de l'élargissement spectral grâce à l'assemblage des matrices $P(X, Y, \lambda)$ mesurées par la détection hyper-spectrale couplée à la microscopie champ proche optique. Elle montre la génération d'un super-continuum d'une octave après 1 cm de propagation du spectre du LASER impulsionnel dans le guide d'onde Si_xN_y .

6.3 Micro-anneau SiN en cavité LASER fibrée

6.3.1 Architecture de la cavité LASER filtrée

A l'instar des expériences menées dans le chapitre 4, nous avons réalisé une cavité LASER hybride incluant un microring non pas SOI mais Si_xN_y . La cavité principale mesure au total 18 m et est composée d'un EDFA dont la fibre dopée mesure 12 m de long avec une puissance de sortie de 27 dBm, un isolateur, un coupleur 90/10 et un SMRR en Si_xN_y . Le coupleur 90/10 assure la connexion à l'OSA afin d'enregistrer des spectres ; il peut être placé avant ou après la micro-cavité. Un contrôleur de polarisation permet de modifier la polarisation et d'optimiser le couplage dans le guide d'onde, et ainsi de minimiser les pertes dans la cavité laser. La figure 6.10 illustre l'architecture de la cavité.

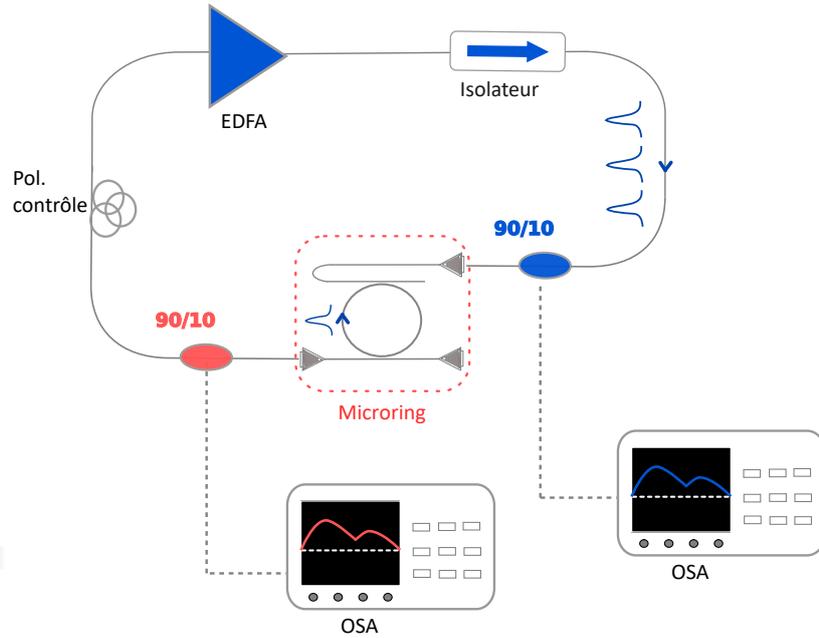


FIGURE 6.10: Schéma de la cavité LASER fibrée hybride incluant un microring Si_xN_y . La cavité principale est composée d'un EDFA pour créer l'émission spontanée, d'un isolateur, d'un contrôleur de polarisation et d'un SMRR. Un OSA peut être connecté à la cavité via un coupleur 90/10 ; il se situe soit en amont de la micro-cavité soit en aval.

Le microring est constitué d'un guide d'onde en nitrure de silicium de dispersion anormale, de largeur de $w = 1.2 \mu\text{m}$ et de hauteur $h = 550 \mu\text{m}$ dont les pertes de propagation sont mesurées à -0.8 dB/cm . Le couplage fibre/guide est assuré via des réseaux coupleurs caractérisés au chapitre précédent. Ainsi l'efficacité de couplage est de -4.7 dB par coupleur. De plus, la lumière est injectée dans l'anneau de diamètre $100 \mu\text{m}$ par le port In et elle est collectée par le port $Drop$. Le facteur de qualité est mesuré à $Q = 10^5$.

6.3.2 Résultats et discussion

La figure 6.11 présente une comparaison des spectres enregistrés par l'OSA à deux positions dans la cavité principale : en amont (en bleu) et en aval (en rouge) de l'amplificateur.

Le spectre enregistré après le micro-anneau, dans le sens de parcours de la cavité principale, est plus large que celui enregistré avant la microstructure. Cette constatation signifie que le micro-résonateur a effectivement agi comme un élément non linéaire créateur de fréquences. Les nouvelles fréquences générées par le SMRR correspondent à ses résonances, en accord avec le mécanisme de FD-FWM décrit au chapitre 4. On remarque également sur le spectre de la figure 6.11 que l'élargissement spectral induit par la non-linéarité du SMRR dépasse la bande de gain de l'amplificateur à fibre dopée erbium, confirmant notre hypothèse de génération de fréquences par effet Kerr.

Cependant, les traces temporelles de l'intensité optique mesurées sur un oscilloscope rapide montrent des bouffées d'impulsions avec un taux de répétition plus lent que celui correspondant à l'intervalle entre deux dents du peigne spectral de la figure 6.11. Ceci

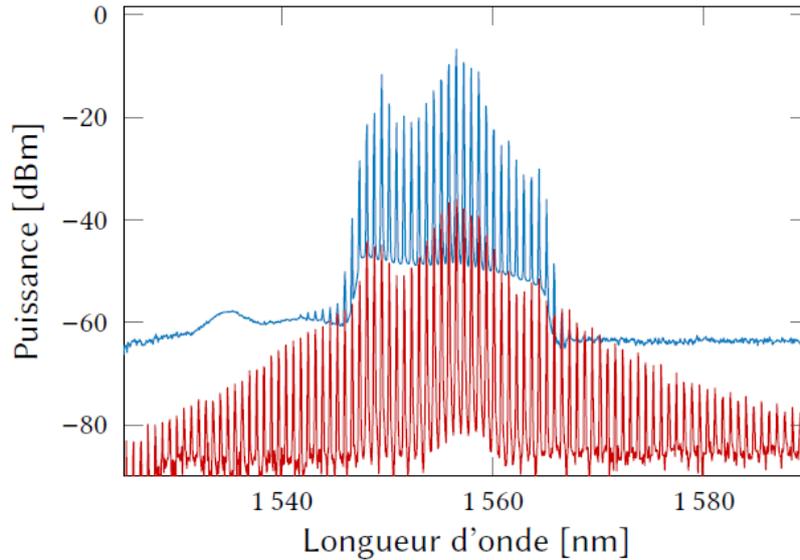


FIGURE 6.11: Spectres enregistrés par l'OSA avant (en bleu) et après (en rouge) le SMRR dans la cavité LASER fibrée présentée dans la figure 6.10. En comparant les deux spectres, un élargissement spectral est notable en sortie du microring. Cet élargissement a lieu au-delà de la bande de gain de l'erbium ; ce qui prouve un blocage de mode par FD-FWM dans le micro-anneau.

signifie que le verrouillage de mode n'est pas complètement réalisé et qu'il existe une forte compétition de modes à l'intérieur de la cavité fibrée. L'amélioration des performances de ce laser peut suivre deux voies distinctes : une amélioration du facteur de qualité du SMRR, qui permettrait de filtrer plus sélectivement les modes de la cavité laser, et un meilleur contrôle du rapport entre les longueurs des deux cavités (fibrée et SMRR). Ces deux voies d'améliorations sont à l'étude dans les équipes OCP et SLCO pour des travaux menés dans la continuité de cette thèse.

6.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons posé les bases nécessaires à la compréhension de la microscopie champ proche. Cette technique à sonde locale permet d'atteindre une résolution sub-longueur d'onde ainsi que l'acquisition d'informations à la fois optiques et topographiques de la surface d'un échantillon. Après avoir présenté la conception du microscope champ proche sur le banc optique de couplage par réseau, nous avons expliqué l'expérience de caractérisation d'un élargissement spectral dans un guide d'onde en nitrure de silicium. Cette dernière montre la génération d'un super-continuum d'une octave dans un guide d'onde Si_xN_y comme récemment rapporté dans la littérature [152, 153]. Ainsi, notre méthode de caractérisation permet d'étudier et de caractériser les différents mécanismes de génération de super-continuum ainsi que les différents modes spatiaux peuplés par la génération de fréquence non-linéaire. Ce travail original fera prochainement l'objet d'une publication.

Forts de ces résultats prometteurs en matière de non-linéarités dans les microstructures en Si_xN_y , une expérience de micro-anneau en cavité LASER fibrée a été réalisée. Au cours de celle-ci, une génération de fréquences par FD-FWM dans le SMRR a été démontrée.

6 Démonstration d'effets non-linéaires dans des guides d'onde en nitrure de silicium

Ce résultat positif clôture ce travail et ouvre la voie à de nouvelles expériences pour les équipes OCP et SCLCO dans le cadre de nouvelles thèses.

Conclusion générale

L'optique des LASER impulsionnels à haute cadence connaît un essor important depuis la fin du XX^{ème} siècle. Aujourd'hui, il revêt un énorme intérêt dans une multitude de domaines comme les communications optiques, le traitement du signal, la métrologie et la spectroscopie, conduisant à une quête sans relâche d'un taux de répétition toujours plus élevé et une bande spectrale toujours plus large. Si cette catégorie de LASER constitue un outil d'investigation important dans les sciences et techniques, il est difficile d'obtenir des sources robustes et compactes. Aussi l'expérience de l'équipe de Peccianti en 2012 a suscité, du fait de son élégance et de ses résultats prometteurs, un intérêt particulier en photonique. Depuis que le verrouillage de modes par FD-FWM a ainsi été démontré, plusieurs groupes de recherche ont hybridé des micro-résonateurs gravés sur puce à des cavités fibrées, dans le but d'étudier le mécanisme non-linéaire de blocage mode et les paramètres influents la dynamique impulsionnelle [154, 155, 156]. Un taux de répétition jusqu'à 735 GHz a d'ailleurs été observé dans un tel système [157]. Néanmoins, si cette nouvelle thématique concerne les deux grandes communautés scientifiques des peignes de fréquence et des LASER à fibres à modes bloqués, les expériences de verrouillage de mode par FD-FWM dans des LASER hybrides ne sont pas aisées à concrétiser. En effet, des micro-anneaux avec de grands facteurs de qualité, supérieurs à 10^6 , sont nécessaires, impliquant une technologie de fabrication aboutie. De plus, une méthode de couplage efficace entre la fibre et le guide d'onde est requise, ce qui demande de solutionner expérimentalement une problématique dimensionnelle.

Le travail de thèse présenté ici s'inscrit directement dans cette constante recherche d'amélioration des procédés de fabrication de microstructures sur puce et de compréhension des mécanismes non-linéaires. Il a débuté par une partie instrumentale dans laquelle nous avons mis en place un banc optique de couplage par réseau. Une fois celui-ci opérationnel, j'ai pu caractériser des échantillons en silicium-sur-isolant. Le principal but était de valider l'installation, cependant ces expériences m'ont permis de me familiariser avec l'instrumentation optique et d'approfondir mes connaissances sur les propriétés linéaires et non-linéaires en photonique intégrée. Ces inducteurs ont été essentiels à l'étude de la trentaine d'échantillons en verre de chalcogénure et en nitrure de silicium qui a été menée tout au long de ces années de thèse.

De plus, ce projet est un travail collaboratif entre plusieurs équipes de recherche recouvrant un large spectre de notions, tant en physique des matériaux avec le CEA *Leti*, en physique des LASER à verrouillage de mode non-linéaire avec l'équipe SLCO, qu'en optique guidée et en microscopie champ proche avec l'équipe OCP. La diversité des sujets abordés confèrent à ces années d'étude un aspect à la fois riche et complexe.

Grâce à une bonne synergie et à de nombreux échanges avec nos collaborateurs du CEA *Leti*, lors du développement de *wafers*, des transmissions dix fois supérieures à celles en silicium-sur-isolant ont été mesurées dans les nitrures de silicium. Ces résultats ont donné une dimension très motivante à mon travail, car ils m'ont permis d'envisager des expériences impliquant une bonne propagation dans les guides d'onde en vue d'applica-

Conclusion générale

tions non-linéaires.

Par la suite, l'hybridation de microstructures SOI et SiN à des cavités LASER fibrées ont été concrétisées en partenariat avec l'équipe SLCO. Grâce à son expertise il a été possible d'atteindre l'état de l'art en matière de génération de taux de répétition par FD-FWM, dans cet axe de recherche pourtant nouveau au laboratoire, remplissant l'un des objectifs de ma thèse.

L'utilisation du microscope champ proche associé au système de détection hyperspectral représente en outre une expérience exaltante dans sa mise en œuvre, d'autant plus qu'elle a permis d'aboutir à la démonstration d'un élargissement spectral d'une octave dans un guide d'onde spirale en SiN. Ce résultat fera d'ailleurs l'objet d'une prochaine publication scientifique.

Mes travaux de recherche ont donc permis de poser les bases aussi bien expérimentales que conceptuelles à une nouvelle thématique de l'ICB. De plus, des résultats encourageants ont été obtenus en matière de dynamiques non-linéaires. Pour autant, le dernier LASER hybride étudié incluant une micro-cavité en nitrure de silicium ne présente pas un verrouillage de mode complet. En cause, son facteur de qualité de l'ordre de 10^5 , inférieur d'un ordre de grandeur à celui des microstructures utilisées dans la littérature pour la génération d'impulsion par FD-FWM dans des LASER hybrides. Pour pallier à cette lacune, deux axes de travail sont possibles : travailler avec du silicium-sur-isolant mais à une longueur d'onde où la TPA est beaucoup plus faible qu'à la longueur d'onde *Télécom*, et continuer de développer des matériaux aux propriétés non-linéaires prometteuses tels que les verres de chalcogénure. C'est ainsi que deux nouvelles thèses ont démarré dans l'équipe OCP. Said HAMDI étudie la génération d'impulsions dans des LASERS hybrides en silicium à $2\ \mu\text{m}$ et Meryem IBNOUSSINA optimise le banc de couplage par réseau afin de pouvoir caractériser, et ce malgré des pertes de propagation importantes, les propriétés non-linéaires des guides d'onde en GeS_2 . Au moment où ces lignes sont rédigées, de nouveaux échantillons en verre de chalcogénure fabriqués par le CEA *Leti* ont pu voir un γ_k mesuré. L'aboutissement serait d'obtenir un LASER à fibres à verrouillage de mode par FD-FWM pouvant générer des impulsions à très haute cadence. Enfin, avec une optimisation du microscope champ proche visant à le résoudre temporellement, pourrait être visualisée la propagation des impulsions lumineuses ainsi obtenues dans des structures sur puce.

Bibliographie

- [1] David E Spence, P Np Kean, and Wilson Sibbett. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked $\text{Ti} : \text{sapphire}$ laser. *Optics letters*, 16(1) :42–44, 1991.
- [2] Ursula Keller, Kurt J Weingarten, Franz X Kartner, Daniel Kopf, Bernd Braun, Isabella D Jung, Regula Fluck, Clemens Honninger, Nicolai Matuschek, and J Aus Der Au. Semiconductor saturable absorber mirrors (sesam's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers. *IEEE Journal of selected topics in QUANTUM ELECTRONICS*, 2(3) :435–453, 1996.
- [3] Dirk H Sutter, Günter Steinmeyer, Lukas Gallmann, Nicolai Matuschek, François Morier-Genoud, Ursula Keller, V Scheuer, Gregor Angelow, and Theo Tschudi. Semiconductor saturable-absorber mirror–assisted kerr-lens mode-locked $\text{Ti} : \text{sapphire}$ laser producing pulses in the two-cycle regime. *Optics letters*, 24(9) :631–633, 1999.
- [4] Pascal Del'Haye, Albert Schliesser, Olivier Arcizet, Tom Wilken, Ronald Holzwarth, and Tobias J Kippenberg. Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator. *Nature*, 450(7173) :1214, 2007.
- [5] Tobias J Kippenberg, Ronald Holzwarth, and Scott A Diddams. Microresonator-based optical frequency combs. *science*, 332(6029) :555–559, 2011.
- [6] Kasturi Saha, Yoshitomo Okawachi, Bonggu Shim, Jacob S Levy, Reza Salem, Adrea R Johnson, Mark A Foster, Michael RE Lamont, Michal Lipson, and Alexander L Gaeta. Modelocking and femtosecond pulse generation in chip-based frequency combs. *Optics express*, 21(1) :1335–1343, 2013.
- [7] M Peccianti, A Pasquazi, Y Park, BE Little, Sai Tak Chu, DJ Moss, and R Moran-dotti. Demonstration of a stable ultrafast laser based on a nonlinear microcavity. *Nature communications*, 3 :765, 2012.
- [8] RA Soref and JP Lorenzo. Single-crystal silicon : a new material for 1.3 and 1.6 μm integrated-optical components. *Electronics Letters*, 21(21) :953–954, 1985.
- [9] RICHARDA Soref and BRIANR Bennett. Electrooptical effects in silicon. *IEEE journal of quantum electronics*, 23(1) :123–129, 1987.
- [10] Richard Soref. The past, present, and future of silicon photonics. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 12(6) :1678–1687, 2006.
- [11] David Thomson, Aaron Zilkie, John E Bowers, Tin Komljenovic, Graham T Reed, Laurent Vivien, Delphine Marris-Morini, Eric Cassan, Léopold Viot, Jean-Marc Fédéli, et al. Roadmap on silicon photonics. *Journal of Optics*, 18(7) :073003, 2016.
- [12] Martijn JR Heck, Jared F Bauters, Michael L Davenport, Jonathan K Doylend, Siddharth Jain, Géza Kurczveil, Sudharsanan Srinivasan, Yongbo Tang, and John E Bowers. Hybrid silicon photonic integrated circuit technology. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 19(4) :6100117–6100117, 2013.
- [13] Shahram Keyvaninia, Steven Verstuyft, Liesbet Van Landschoot, F Lelarge, G-H Duan, S Messaoudene, JM Fedeli, T De Vries, B Smalbrugge, EJ Geluk, et al.

- Heterogeneously integrated iii-v/silicon distributed feedback lasers. *Optics letters*, 38(24) :5434–5437, 2013.
- [14] Alan Y Liu, Robert W Herrick, Osamu Ueda, Pierre M Petroff, Arthur C Gossard, and John E Bowers. Reliability of inas/gaas quantum dot lasers epitaxially grown on silicon. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 21(6) :690–697, 2015.
- [15] Adil Masood, Marianna Pantouvaki, Guy Lepage, Peter Verheyen, Joris Van Campenhout, Philippe Absil, Dries Van Thourhout, and Wim Bogaerts. Comparison of heater architectures for thermal control of silicon photonic circuits. In *Group IV Photonics (GFP), 2013 IEEE 10th International Conference on*, pages 83–84. IEEE, 2013.
- [16] Wei-Chao Chiu, Chun-Che Chang, Jiun-Ming Wu, Ming-Chang M Lee, and Jia-Min Shieh. Optical phase modulators using deformable waveguides actuated by micro-electro-mechanical systems. *Optics letters*, 36(7) :1089–1091, 2011.
- [17] Qianfan Xu, Bradley Schmidt, Sameer Pradhan, and Michal Lipson. Micrometre-scale silicon electro-optic modulator. *nature*, 435(7040) :325, 2005.
- [18] DJ Thomson, FY Gardes, Y Hu, G Mashanovich, M Fournier, P Grosse, JM Fedeli, and GT Reed. High contrast 40gbit/s optical modulation in silicon. *Optics express*, 19(12) :11507–11516, 2011.
- [19] Dazeng Feng, Shirong Liao, Hong Liang, Joan Fong, Bhavin Bijlani, Roshanak Shafiiha, B Jonathan Luff, Ying Luo, Jack Cunningham, Ashok V Krishnamoorthy, et al. High speed gesi electro-absorption modulator at 1550 nm wavelength on soi waveguide. *Optics express*, 20(20) :22224–22232, 2012.
- [20] Ming Liu, Xiaobo Yin, Erick Ulin-Avila, Baisong Geng, Thomas Zentgraf, Long Ju, Feng Wang, and Xiang Zhang. A graphene-based broadband optical modulator. *Nature*, 474(7349) :64, 2011.
- [21] Christopher T Phare, Yoon-Ho Daniel Lee, Jaime Cardenas, and Michal Lipson. Graphene electro-optic modulator with 30 ghz bandwidth. *Nature Photonics*, 9(8) :511–514, 2015.
- [22] C Koos, W Freude, TJ Kippenberg, J Leuthold, LR Dalton, J Pfeifle, C Weimann, M Lauermann, R Palmer, S Koeber, et al. Terabit/s optical transmission using chip-scale frequency comb sources. In *Optical Communication (ECOC), 2014 European Conference on*, pages 1–3. IEEE, 2014.
- [23] Yongbo Tang, Jonathan D Peters, and John E Bowers. Over 67 ghz bandwidth hybrid silicon electroabsorption modulator with asymmetric segmented electrode for 1.3 μm transmission. *Optics Express*, 20(10) :11529–11535, 2012.
- [24] JM Hartmann, A Abbadie, AM Papon, P Holliger, G Rolland, T Billon, JM Fédéli, M Rouviere, L Vivien, and S Laval. Reduced pressure–chemical vapor deposition of ge thick layers on si (001) for 1.3–1.55- μm photodetection. *Journal of Applied Physics*, 95(10) :5905–5913, 2004.
- [25] Laurent Vivien, Andreas Polzer, Delphine Marris-Morini, Johann Osmond, Jean Michel Hartmann, Paul Crozat, Eric Cassan, Christophe Kopp, Horst Zimmermann, and Jean Marc Fédéli. Zero-bias 40gbit/s germanium waveguide photodetector on silicon. *Optics express*, 20(2) :1096–1101, 2012.
- [26] J Leuthold, C Koos, and W Freude. Nonlinear silicon photonics. *Nature Photonics*, 4(8) :535–544, 2010.

- [27] HK Tsang and Y Liu. Nonlinear optical properties of silicon waveguides. *Semiconductor Science and Technology*, 23(6) :064007, 2008.
- [28] Q Lin, Oskar J Painter, and Govind P Agrawal. Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides : modeling and applications. *Optics Express*, 15(25) :16604–16644, 2007.
- [29] Yurii A Vlasov and Sharee J McNab. Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends. *Optics express*, 12(8) :1622–1631, 2004.
- [30] Jaime Cardenas, Carl B Poitras, Jacob T Robinson, Kyle Preston, Long Chen, and Michal Lipson. Low loss etchless silicon photonic waveguides. *Optics express*, 17(6) :4752–4757, 2009.
- [31] Amy C Turner, Christina Manolatou, Bradley S Schmidt, Michal Lipson, Mark A Foster, Jay E Sharping, and Alexander L Gaeta. Tailored anomalous group-velocity dispersion in silicon channel waveguides. *Optics express*, 14(10) :4357–4362, 2006.
- [32] Lianghong Yin, Qiang Lin, and Govind P Agrawal. Dispersion tailoring and soliton propagation in silicon waveguides. *Optics letters*, 31(9) :1295–1297, 2006.
- [33] Lin Zhang, Qiang Lin, Yang Yue, Yan Yan, Raymond G Beausoleil, and Alan E Willner. Silicon waveguide with four zero-dispersion wavelengths and its application in on-chip octave-spanning supercontinuum generation. *Optics express*, 20(2) :1685–1690, 2012.
- [34] Gino Priem, G Morthier, and R Baets. *Nonlinear behaviour in nanophotonic waveguides and resonators for ultrafast signal processing*. PhD thesis, PhD dissertation, University Gent, 2005-2006, 2006.
- [35] Nicolae C Panoiu, Xiaogang Chen, and Richard M Osgood Jr. Modulation instability in silicon photonic nanowires. *Optics letters*, 31(24) :3609–3611, 2006.
- [36] Qiang Lin, Jidong Zhang, Philippe M Fauchet, and Govind P Agrawal. Ultrabroadband parametric generation and wavelength conversion in silicon waveguides. *Optics Express*, 14(11) :4786–4799, 2006.
- [37] Hon Ki Tsang, CS Wong, TK Liang, IE Day, SW Roberts, A Harpin, J Drake, and M Asghari. Optical dispersion, two-photon absorption and self-phase modulation in silicon waveguides at 1.5 μ m wavelength. *Applied Physics Letters*, 80(3) :416–418, 2002.
- [38] Hiroshi Fukuda, Koji Yamada, Tetsufumi Shoji, Mitsutoshi Takahashi, Tai Tsuchizawa, Toshifumi Watanabe, Jun-ichi Takahashi, and Sei-ichi Itabashi. Four-wave mixing in silicon wire waveguides. *Optics Express*, 13(12) :4629–4637, 2005.
- [39] Chandrasekhara Venkata Raman and Kariamanikkam Srinivasa Krishnan. A new type of secondary radiation. *Nature*, 121(3048) :501, 1928.
- [40] Ricardo Claps, Dimitri Dimitropoulos, Varun Raghunathan, Y Han, and B Jalali. Observation of stimulated raman amplification in silicon waveguides. *Optics express*, 11(15) :1731–1739, 2003.
- [41] Haisheng Rong, Shengbo Xu, Oded Cohen, Omri Raday, Mindy Lee, Vanessa Sih, and Mario Paniccia. A cascaded silicon raman laser. *Nature photonics*, 2(3) :170, 2008.
- [42] Lianghong Yin and Govind P Agrawal. Impact of two-photon absorption on self-phase modulation in silicon waveguides. *Optics letters*, 32(14) :2031–2033, 2007.

BIBLIOGRAPHIE

- [43] Alan D Bristow, Nir Rotenberg, and Henry M Van Driel. Two-photon absorption and kerr coefficients of silicon for 850–2200 nm. *Applied Physics Letters*, 90(19) :191104, 2007.
- [44] Amy C Turner-Foster, Mark A Foster, Jacob S Levy, Carl B Poitras, Reza Salem, Alexander L Gaeta, and Michal Lipson. Ultrashort free-carrier lifetime in low-loss silicon nanowaveguides. *Optics express*, 18(4) :3582–3591, 2010.
- [45] Francesco Priolo, Tom Gregorkiewicz, Matteo Galli, and Thomas F Krauss. Silicon nanostructures for photonics and photovoltaics. *Nature nanotechnology*, 9(1) :19, 2014.
- [46] C Angulo Barrios, VR Almeida, R Panepucci, and M Lipson. Electrooptic modulation of silicon-on-insulator submicrometer-size waveguide devices. *Journal of Lightwave Technology*, 21(10) :2332–2339, 2003.
- [47] Gino Priem, Pieter Dumon, Walter Bogaerts, Dries Van Thourhout, Geert Morthier, and Roel Baets. Optical bistability and pulsating behaviour in silicon-on-insulator ring resonator structures. *Optics express*, 13(23) :9623–9628, 2005.
- [48] M Kolesik and JV Moloney. Nonlinear optical pulse propagation simulation : From maxwell’s to unidirectional equations. *Physical Review E*, 70(3) :036604, 2004.
- [49] G Cocorullo and I Rendina. Thermo-optical modulation at 1.5 μm in silicon etalon. *Electronics Letters*, 28(1) :83–85, 1992.
- [50] Qianfan Xu and Michal Lipson. Carrier-induced optical bistability in silicon ring resonators. *Optics letters*, 31(3) :341–343, 2006.
- [51] Kerry J Vahala. Optical microcavities. *nature*, 424(6950) :839, 2003.
- [52] Lord Rayleigh. Cxii. the problem of the whispering gallery. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 20(120) :1001–1004, 1910.
- [53] Wim Bogaerts, Peter De Heyn, Thomas Van Vaerenbergh, Katrien De Vos, Shankar Kumar Selvaraja, Tom Claes, Pieter Dumon, Peter Bienstman, Dries Van Thourhout, and Roel Baets. Silicon microring resonators. *Laser & Photonics Reviews*, 6(1) :47–73, 2012.
- [54] Laura Ghisa. *Couplage de micro résonateurs. Applications aux fonctions optiques de traitement du signal*. PhD thesis, Université Rennes 1, 2008.
- [55] CC Lam, Peter T Leung, and Kenneth Young. Explicit asymptotic formulas for the positions, widths, and strengths of resonances in mie scattering. *JOSA B*, 9(9) :1585–1592, 1992.
- [56] Qianfan Xu and Michal Lipson. All-optical logic based on silicon micro-ring resonators. *Optics express*, 15(3) :924–929, 2007.
- [57] Brent E Little, Sai T Chu, Hermann A Haus, J Foresi, and J-P Laine. Microring resonator channel dropping filters. *Journal of lightwave technology*, 15(6) :998–1005, 1997.
- [58] Vladimir S Ilchenko, Anatoliy A Savchenkov, Andrey B Matsko, and Lute Maleki. Nonlinear optics and crystalline whispering gallery mode cavities. *Physical review letters*, 92(4) :043903, 2004.
- [59] Luigi A Lugiato and René Lefever. Spatial dissipative structures in passive optical systems. *Physical review letters*, 58(21) :2209, 1987.

- [60] Andrey B Matsko and Vladimir S Ilchenko. Optical resonators with whispering gallery modes i : Basics. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron*, 12(3) :3, 2006.
- [61] Yanne K Chembo and Nan Yu. Modal expansion approach to optical-frequency-comb generation with monolithic whispering-gallery-mode resonators. *Physical Review A*, 82(3) :033801, 2010.
- [62] Cyril Godey, Irina V Balakireva, Aurélien Coillet, and Yanne K Chembo. Stability analysis of the spatiotemporal lugiato-lefever model for kerr optical frequency combs in the anomalous and normal dispersion regimes. *Physical Review A*, 89(6) :063814, 2014.
- [63] Yanne K Chembo. Kerr optical frequency combs : theory, applications and perspectives. *Nanophotonics*, 5(2) :214–230, 2016.
- [64] Guoping Lin, Aurélien Coillet, and Yanne K Chembo. Nonlinear photonics with high-q whispering-gallery-mode resonators. *Advances in Optics and Photonics*, 9(4) :828–890, 2017.
- [65] TJ Kippenberg, SM Spillane, and KJ Vahala. Kerr-nonlinearity optical parametric oscillation in an ultrahigh-q toroid microcavity. *Physical review letters*, 93(8) :083904, 2004.
- [66] Austin G Griffith, Mengjie Yu, Yoshitomo Okawachi, Jaime Cardenas, Aseema Mohanty, Alexander L Gaeta, and Michal Lipson. Coherent mid-infrared frequency combs in silicon-microresonators in the presence of raman effects. *Optics express*, 24(12) :13044–13050, 2016.
- [67] Jacob S Levy, Alexander Gondarenko, Mark A Foster, Amy C Turner-Foster, Alexander L Gaeta, and Michal Lipson. Cmos-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects. *Nature photonics*, 4(1) :37, 2010.
- [68] Yoshitomo Okawachi, Kasturi Saha, Jacob S Levy, Y Henry Wen, Michal Lipson, and Alexander L Gaeta. Octave-spanning frequency comb generation in a silicon nitride chip. *Optics letters*, 36(17) :3398–3400, 2011.
- [69] L Razzari, D Duchesne, M Ferrera, R Morandotti, S Chu, BE Little, and DJ Moss. Cmos-compatible integrated optical hyper-parametric oscillator. *Nature Photonics*, 4(1) :41, 2010.
- [70] Albert Einstein. Zur quantentheorie der strahlung. *Phys Zeit*, 18 :121, 1917.
- [71] Alfred Kastler. Quelques suggestions concernant la production optique et la détection optique d’une inégalité de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. Application à l’expérience de Stern et Gerlach et à la résonance magnétique. *Journal de Physique et le Radium*, 11(1) :255–265, 1950.
- [72] Jean Brossel, Alfred Kastler, and Jacques Winter. Gréation optique d’une inégalité de population entre les sous-niveaux Zeeman de l etat fondamental des atomes. *J. Phys. Radium*, 13(12) :668–668, 1952.
- [73] Theodore H Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *nature*, 187(4736) :493–494, 1960.
- [74] Charles J Koester and Elias Snitzer. Amplification in a fiber laser. *Applied optics*, 3(10) :1182–1186, 1964.
- [75] NE Wolff and R JMASER Pressley. Optical maser action in an eu+ 3-containing organic matrix. *Applied Physics Letters*, 2(8) :152–154, 1963.

- [76] J Stone and C_A Burrus. Neodymium-doped silica lasers in end-pumped fiber geometry. *Applied Physics Letters*, 23(7) :388–389, 1973.
- [77] J Stone and CA Burrus. Neodymium-doped fiber lasers : room temperature cw operation with an injection laser pump. *Applied Optics*, 13(6) :1256–1258, 1974.
- [78] RJ Mears, L Reekie, SB Poole, and DN Payne. Neodymium-doped silica single-mode fibre lasers. *Electronics Letters*, 21(17) :738–740, 1985.
- [79] Michel JF Dignonnet. *Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers, revised and expanded*. CRC press, 2001.
- [80] Ursula Keller. Recent developments in compact ultrafast lasers. *Nature*, 424(6950) :831–838, 2003.
- [81] Richard L Fork, CH Brito Cruz, PC Becker, and Charles V Shank. Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation. *Optics letters*, 12(7) :483–485, 1987.
- [82] LE Nelson, DJ Jones, K Tamura, HA Haus, and EP Ippen. Ultrashort-pulse fiber ring lasers. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 65(2) :277–294, 1997.
- [83] Alessia Pasquazi, Marco Peccianti, Brent E Little, Sai T Chu, David J Moss, and Roberto Morandotti. Stable, dual mode, high repetition rate mode-locked laser based on a microring resonator. *Optics express*, 20(24) :27355–27363, 2012.
- [84] Jaime Cardenas, Carl B Poitras, Kevin Luke, Lian-Wee Luo, Paul Adrian Morton, and Michal Lipson. High coupling efficiency etched facet tapers in silicon waveguides. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 26(23) :2380–2382, 2014.
- [85] Riccardo Marchetti, Cosimo Lacava, Ali Khokhar, Xia Chen, Ilaria Cristiani, David J Richardson, Graham T Reed, Periklis Petropoulos, and Paolo Minzioni. High-efficiency grating-couplers : demonstration of a new design strategy. *Scientific reports*, 7(1) :16670, 2017.
- [86] Dirk Taillaert, Frederik Van Laere, Melanie Ayre, Wim Bogaerts, Dries Van Thourhout, Peter Bienstman, and Roel Baets. Grating couplers for coupling between optical fibers and nanophotonic waveguides. *Japanese Journal of Applied Physics*, 45(8R) :6071, 2006.
- [87] Palle Geltzer Dinesen and Jan S Hesthaven. Fast and accurate modeling of waveguide grating couplers. ii. three-dimensional vectorial case. *JOSA A*, 18(11) :2876–2885, 2001.
- [88] Frederik Van Laere, Günther Roelkens, Melanie Ayre, Jonathan Schrauwen, Dirk Taillaert, Dries Van Thourhout, Thomas F Krauss, and Roel Baets. Compact and highly efficient grating couplers between optical fiber and nanophotonic waveguides. *Journal of lightwave technology*, 25(1) :151–156, 2007.
- [89] Dirk Taillaert, Peter Bienstman, and Roel Baets. Compact efficient broadband grating coupler for silicon-on-insulator waveguides. *Optics letters*, 29(23) :2749–2751, 2004.
- [90] Yun Wang, Wei Shi, Xu Wang, Zeqin Lu, Michael Caverley, Richard Bojko, Lukas Chrostowski, and Nicolas AF Jaeger. Design of broadband subwavelength grating couplers with low back reflection. *Optics letters*, 40(20) :4647–4650, 2015.
- [91] Philippe Velha, Jean-Claude Rodier, Philippe Lalanne, Jean-Paul Hugonin, David Peyrade, Eric Picard, Thomas Charvolin, and Emmanuel Hadji. Ultracompact silicon-on-insulator ridge-waveguide mirrors with high reflectance. *Applied Physics Letters*, 89(17) :171121, 2006.

- [92] Francesco Morichetti, Antonio Canciamilla, Carlo Ferrari, Matteo Torregiani, Andrea Melloni, and Mario Martinelli. Roughness induced backscattering in optical silicon waveguides. *Physical review letters*, 104(3) :033902, 2010.
- [93] Michal Lipson. Guiding, modulating, and emitting light on silicon-challenges and opportunities. *Lightwave Technology, Journal of*, 23(12) :4222–4238, 2005.
- [94] Fengnian Xia, Lidija Sekaric, and Yurii Vlasov. Ultracompact optical buffers on a silicon chip. *Nature photonics*, 1(1) :65, 2007.
- [95] Wim Bogaerts, Roel Baets, Pieter Dumon, Vincent Wiaux, Stephan Beckx, Dirk Taillaert, Bert Luyssaert, Joris Van Campenhout, Peter Bienstman, and Dries Van Thourhout. Nanophotonic waveguides in silicon-on-insulator fabricated with cmos technology. *Journal of Lightwave Technology*, 23(1) :401, 2005.
- [96] F. Koch, S.V. Chernikov, and J.R. Taylor. Dispersion measurement in optical fibres over the entire spectral range from 1.1 μm to 1.7 μm . *Optics Communications*, 175(1–3) :209 – 213, 2000.
- [97] Leonard G Cohen and J Stone. Interferometric measurements of minimum dispersion spectra in short lengths of single-mode fibre. *Electronics Letters*, 18(13) :564–566, 1982.
- [98] P-L Francois, M Monerie, Charles Vassallo, Y Durteste, and FR Alard. Three ways to implement interfacial techniques : application to measurements of chromatic dispersion, birefringence, and nonlinear susceptibilities. *Journal of Lightwave Technology*, 7(3) :500–513, 1989.
- [99] Coraline Fortier. *Génération de sources optiques fibrées très hautes cadences et caractérisations de fibres optiques microstructurées en verre de Chalcogénure*. PhD thesis, Université de Bourgogne, 2011.
- [100] Meisterhans Maiwen, Aurelien Coillet, Foued Amrani, Olivier Demichel, Jean-Baptiste Jager, Noé Pierre, J. M. Fedeli, Frederique De Fornel, Philippe Grelu, and Benoit Cluzel. Silicon-microring into a fiber laser cavity for high-repetition-rate pulse train generation. *Romanian Reports in Physics*, 70(1), January 2018.
- [101] D. Cotter, R. J. Manning, K. J. Blow, A. D. Ellis, A. E. Kelly, D. Nesses, I. D. Phillips, A. J. Poustie, and D. C. Rogers. Nonlinear optics for high-speed digital information processing. *Science*, 286(5444) :1523–1528, 1999.
- [102] T. R. Schibli, K. Minoshima, F.-L. Hong, H. Inaba, A. Onae, H. Matsumoto, I. Hartl, and M. E. Fermann. Frequency metrology with a turnkey all-fiber system. *Opt. Lett.*, 29(21) :2467–2469, Nov 2004.
- [103] Nathan R. Newbury and William C. Swann. Low-noise fiber-laser frequency combs (invited). *J. Opt. Soc. Am. B*, 24(8) :1756–1770, Aug 2007.
- [104] K. Merghem, A. Akrouf, A. Martinez, G. Aubin, A. Ramdane, F. Lelarge, and G.-H. Duan. Pulse generation at 346 GHz using a passively mode locked quantum-dash-based laser at 1.55 μm . *Appl. Phys. Lett.*, 94(2) :021107, 2009.
- [105] Thomas F. Carruthers and Irl N. Duling. 10-ghz, 1.3-ps erbium fiber laser employing soliton pulse shortening. *Opt. Lett.*, 21(23) :1927–1929, Dec 1996.
- [106] A. B. Grudinin and S. Gray. Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 14(1) :144–154, Jan 1997.
- [107] Caroline Lecaplain and Philippe Grelu. Multi-gigahertz repetition-rate-selectable passive harmonic mode locking of a fiber laser. *Opt. Express*, 21(9) :10897–10902, May 2013.

BIBLIOGRAPHIE

- [108] P. Franco, I. Cristiani, M. Midrio, M. Romagnoli, and F. Fontana. Self-induced modulational-instability laser. *Opt. Lett.*, 20(19) :2009–2011, Oct 1995.
- [109] Eiji Yoshida and Masataka Nakazawa. Low-threshold 115-ghz continuous-wave modulational-instability erbium-doped fiber laser. *Optics letters*, 22(18) :1409–1411, 1997.
- [110] Dong Mao, Xueming Liu, Zhipei Sun, Hua Lu, Dongdong Han, Guoxi Wang, and Fengqiu Wang. Flexible high-repetition-rate ultrafast fiber laser. *Sci. Rep.*, 3, nov 2013.
- [111] Rachid Si Fodil, Foued Amrani, Changxi Yang, Abdelhamid Kellou, and Ph. Grelu. Adjustable high-repetition-rate pulse trains in a passively-mode-locked fiber laser. *Phys. Rev. A*, 94 :013813, Jul 2016.
- [112] Ling-Gang Yang, Siao-Shan Jyu, Chi-Wai Chow, Chien-Hung Yeh, Chi-Yan Wong, Hon-Ki Tsang, and Yinchieh Lai. A 110 ghz passive mode-locked fiber laser based on a nonlinear silicon-micro-ring-resonator. *Laser Physics Letters*, 11(6) :065101, 2014.
- [113] Yang Liu, Yung Hsu, Chi-Wai Chow, Ling-Gang Yang, Chien-Hung Yeh, Yin-Chieh Lai, and Hon-Ki Tsang. 110 ghz hybrid mode-locked fiber laser with enhanced extinction ratio based on nonlinear silicon-on-insulator micro-ring-resonator (soi mrr). *Laser Physics Letters*, 13(3) :035101, 2016.
- [114] M. Hofer, M. H. Ober, F. Haberl, and M. E. Fermann. Characterization of ultrashort pulse formation in passively mode-locked fiber lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28(3) :720–728, Mar 1992.
- [115] Iwan Märki, Martin Salt, Hans Peter Herzig, Ross Stanley, L. El Melhaoui, P. Lyan, and J. M. Fedeli. Characterization of buried photonic crystal waveguides and microcavities fabricated by deep ultraviolet lithography. *Journal of Applied Physics*, 98(1), 2005.
- [116] D. Taillaert, W. Bogaerts, P. Bienstman, T.F. Krauss, P. Van Daele, I. Moerman, S. Verstuyft, K. De Mesel, and R. Baets. An out-of-plane grating coupler for efficient butt-coupling between compact planar waveguides and single-mode fibers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 38(7) :949–955, Jul 2002.
- [117] Ozdal Boyraz, Tejaswi Indukuri, and Bahram Jalali. Self-phase-modulation induced spectral broadening in silicon waveguides. *Opt. Express*, 12(5) :829–834, Mar 2004.
- [118] Vilson R Almeida, Carlos A Barrios, Roberto R Panepucci, and Michal Lipson. All-optical control of light on a silicon chip. *Nature*, 431(7012) :1081–1084, 2004.
- [119] Stanford R Ovshinsky. Reversible electrical switching phenomena in disordered structures. *Physical Review Letters*, 21(20) :1450, 1968.
- [120] Matthias Wuttig and Noboru Yamada. Phase-change materials for rewriteable data storage. *Nature materials*, 6(11) :824, 2007.
- [121] Benjamin J Eggleton, Barry Luther-Davies, and Kathleen Richardson. Chalcogenide photonics. *Nature photonics*, 5(3) :141, 2011.
- [122] V Lyubin, M Klebanov, A Feigel, and B Sfez. Films of chalcogenide glassy semiconductors : New phenomena and new applications. *Thin Solid Films*, 459(1-2) :183–186, 2004.
- [123] O Mouawad, J Picot-Clémente, F Amrani, C Strutynski, J Fatome, B Kibler, F Désévéday, G Gadret, J-C Jules, D Deng, et al. Multioctave midinfrared

- supercontinuum generation in suspended-core chalcogenide fibers. *Optics letters*, 39(9) :2684–2687, 2014.
- [124] Yi Yu, Xin Gai, Ting Wang, Pan Ma, Rongping Wang, Zhiyong Yang, Duk-Yong Choi, Steve Madden, and Barry Luther-Davies. Mid-infrared supercontinuum generation in chalcogenides. *Optical Materials Express*, 3(8) :1075–1086, 2013.
- [125] J-B Dory, C Castro-Chavarria, J-B Jager, M Bernard, C Sabbione, M Tessaire, E Henaff, A Coillet, M Meisterhans, J-M Fedeli, et al. Ternary and quaternary ge-s-e-sb-te amorphous chalcogenide thin films for mid-infrared applications. In *The European Conference on Lasers and Electro-Optics*, page CE.P.9. Optical Society of America, 2017.
- [126] Juejun Hu, Vladimir Tarasov, Nathan Carlie, Ning-Ning Feng, Laetitia Petit, Anu Agarwal, Kathleen Richardson, and Lionel Kimerling. Si-cmos-compatible lift-off fabrication of low-loss planar chalcogenide waveguides. *Optics Express*, 15(19) :11798–11807, 2007.
- [127] CJ Oton. Long-working-distance grating coupler for integrated optical devices. *IEEE Photonics Journal*, 8(1) :1–8, 2016.
- [128] Charles H Henry, RF Kazarinov, HJ Lee, KJ Orlowsky, and LE Katz. Low loss si₃n₄-sio₂ optical waveguides on si. *Applied optics*, 26(13) :2621–2624, 1987.
- [129] David J Moss, Roberto Morandotti, Alexander L Gaeta, and Michal Lipson. New cmos-compatible platforms based on silicon nitride and hydrex for nonlinear optics. *Nature photonics*, 7(8) :597, 2013.
- [130] Roel GF Baets, Ananth Z Subramanian, Stéphane Clemmen, Bart Kuyken, Peter Bienstman, Nicolas Le Thomas, Gunther Roelkens, Dries Van Thourhout, Philippe Helin, and Simone Severi. Silicon photonics : silicon nitride versus silicon-on-insulator. In *Optical Fiber Communication Conference*, pages Th3J–1. Optical Society of America, 2016.
- [131] Cosimo Lacava, Stevan Stankovic, Ali Z Khokhar, T Dominguez Bucio, FY Gardes, Graham T Reed, David J Richardson, and Periklis Petropoulos. Si-rich silicon nitride for nonlinear signal processing applications. *Scientific reports*, 7(1) :22, 2017.
- [132] Kazuhiro Ikeda, Robert E Saperstein, Nikola Alic, and Yeshaiahu Fainman. Thermal and kerr nonlinear properties of plasma-deposited silicon nitride/silicon dioxide waveguides. *Optics express*, 16(17) :12987–12994, 2008.
- [133] Clemens Krüchel. *Integrated nonlinear optics in silicon nitride waveguides*. PhD thesis, Department of Microtechnology and Nanoscience, Chalmers University of Technology, 2015.
- [134] Nathalie Landraud. *Nanostructuration optique de films sol-gel photochromatiques par microscopie en champ proche*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2002.
- [135] EdwardH Synge. Xxxviii. a suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 6(35) :356–362, 1928.
- [136] Frederique De Fornel. *Evanescent waves : from Newtonian optics to atomic optics*, volume 73. Springer Science & Business Media, 2001.
- [137] Eric Betzig, A Lewis, A Harootunian, M Isaacson, and E Kratschmer. Near field scanning optical microscopy (nsom) : development and biophysical applications. *Biophysical journal*, 49(1) :269–279, 1986.

BIBLIOGRAPHIE

- [138] E Betzig, M Isaacson, and A Lewis. Collection mode near-field scanning optical microscopy. *Applied physics letters*, 51(25) :2088–2090, 1987.
- [139] R Hillenbrand and F Keilmann. Material-specific mapping of metal/semiconductor/dielectric nanosystems at 10 nm resolution by backscattering near-field optical microscopy. *Applied Physics Letters*, 80(1) :25–27, 2002.
- [140] L Richard Carley, James A Bain, Gary K Fedder, David W Greve, David F Guillou, Michael SC Lu, Tamal Mukherjee, Suresh Santhanam, Leon Abelmann, and Seungook Min. Single-chip computers with microelectromechanical systems-based magnetic memory. *Journal of applied physics*, 87(9) :6680–6685, 2000.
- [141] Sun Jia-Lin, Xu Jian-Hua, Chen Tao, Tan Xiao-Jing, Cao Yang, Liu Jin-Yuan, Xie Ai-Fang, Zhang Ze-Bo, and Guo Ji-Hua. Observation of the in-vivo reporter of green fluorescent protein in a plant root by scanning near-field optical microscopy. *Chinese physics letters*, 19(9) :1389, 2002.
- [142] Teppei Onuki, T Tokizaki, Y Watanabe, T Tsuchiya, and T Tani. Nanometer-sized optical waveguides fabricated by anodic oxidation using a scanning near-field optical microscope. *Applied physics letters*, 80(24) :4629–4631, 2002.
- [143] Bert Hecht, Beate Sick, Urs P Wild, Volker Deckert, Renato Zenobi, Olivier JF Martin, and Dieter W Pohl. Scanning near-field optical microscopy with aperture probes : Fundamentals and applications. *The Journal of Chemical Physics*, 112(18) :7761–7774, 2000.
- [144] T Klar, M Perner, S Grosse, G Von Plessen, W Spirkl, and J Feldmann. Surface-plasmon resonances in single metallic nanoparticles. *Physical Review Letters*, 80(19) :4249, 1998.
- [145] EPLJS Betzig, PL Finn, and JS Weiner. Combined shear force and near-field scanning optical microscopy. *Applied physics letters*, 60(20) :2484–2486, 1992.
- [146] R Brunner, A Bietsch, O Hollricher, and O Marti. Distance control in near-field optical microscopy with piezoelectrical shear-force detection suitable for imaging in liquids. *Review of scientific instruments*, 68(4) :1769–1772, 1997.
- [147] Khaled Karrai and Ingo Tiemann. Interfacial shear force microscopy. *Physical Review B*, 62(19) :13174, 2000.
- [148] Mark Lee, EB McDaniel, and JWP Hsu. An impedance based non-contact feedback control system for scanning probe microscopes. *Review of scientific instruments*, 67(4) :1468–1471, 1996.
- [149] AGT Ruitter, JA Veerman, KO Van Der Werf, and NF Van Hulst. Dynamic behavior of tuning fork shear-force feedback. *Applied physics letters*, 71(1) :28–30, 1997.
- [150] Franz J Giessibl. Atomic resolution on si (111)-(7× 7) by noncontact atomic force microscopy with a force sensor based on a quartz tuning fork. *Applied Physics Letters*, 76(11) :1470–1472, 2000.
- [151] Jean Dellinger. *Imagerie hyperspectrale en champ proche optique : développement et applications à la nanophotonique*. PhD thesis, Université de Bourgogne, 2013.
- [152] Xing Liu, Minhao Pu, Binbin Zhou, Clemens J Krüchel, Attila Fülöp, Morten Bache, et al. Octave-spanning supercontinuum generation in a silicon-rich nitride waveguide. *Optics letters*, 41(12) :2719–2722, 2016.

- [153] Dmitry Martyshkin, Vladimir Fedorov, Taylor Kesterson, Sergey Vasilyev, Hairun Guo, Junqiu Liu, Wenle Weng, Clemens Herkommer, Konstantin Vodopyanov, Tobias Kippenberg, et al. Visible-near-middle infrared spanning supercontinuum generation in a silicon nitride waveguide. In *Advanced Solid State Lasers*, pages AW3A–3. Optical Society of America, 2018.
- [154] Adrea R Johnson, Yoshitomo Okawachi, Michael RE Lamont, Jacob S Levy, Michal Lipson, and Alexander L Gaeta. Microresonator-based comb generation without an external laser source. *Optics express*, 22(2) :1394–1401, 2014.
- [155] Andrew Cooper, Hualong Bao, Luigi Di Lauro, Maxwell Rowley, Sai T Chu, Brent E Little, Roberto Morandotti, David J Moss, Marco Peccianti, and Alessia Pasquazi. Filter-driven four wave mixing laser with a controllable repetition rate. In *Integrated Photonics Research, Silicon and Nanophotonics*, pages IM4A–2. Optical Society of America, 2017.
- [156] Maxwell Rowley, Benjamin Wetzel, Luigi Di Lauro, Juan S Toterog Gongora, Hualong Bao, Jonathan Silver, Leonardo Del Bino, Pascal Del’ Haye, Marco Peccianti, and Alessia Pasquazi. Thermo-optical pulsing in a microresonator filtered fiber-laser : a route towards all-optical control and synchronization. *arXiv preprint arXiv :1903.09095*, 2019.
- [157] Weiqiang Wang, Wenfu Zhang, Sai T Chu, Brent E Little, Qinghua Yang, Leiran Wang, Xiaohong Hu, Lei Wang, Guoxi Wang, Yishan Wang, et al. Repetition rate multiplication pulsed laser source based on a microring resonator. *ACS Photonics*, 4(7) :1677–1683, 2017.