



HAL
open science

**Photonique intégrée nonlinéaire sur plate-formes CMOS
compatibles pour applications du proche au moyen
infrarouge**
Luca Carletti

► **To cite this version:**

Luca Carletti. Photonique intégrée nonlinéaire sur plate-formes CMOS compatibles pour applications du proche au moyen infrarouge. Autre. Ecole Centrale de Lyon, 2015. Français. NNT : 2015ECDL0013 . tel-01265824

HAL Id: tel-01265824

<https://theses.hal.science/tel-01265824>

Submitted on 1 Feb 2016

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

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

Thèse de l'Université de Lyon
délivrée par l'École Centrale de Lyon

Soutenue publiquement le 26 Juin 2015

par

M. Luca CARLETTI

Préparé à l'Institut des Nanotechnologies de Lyon

Titre : Photonique intégrée nonlinéaire sur plate-formes
CMOS compatibles pour applications du proche au moyen
infrarouge

École doctorale EEA de Lyon

Composition du jury

Prof. Eric CASSAN, en qualité de Rapporteur

Dr. Alfredo DE ROSSI, en qualité de Rapporteur

Dr. Badhise BEN BAKIR, en qualité de Examineur

Prof. Andrea MELLONI, en qualité de Examineur

Prof. Costantino DE ANGELIS, en qualité de Examineur

Dr. Christian GRILLET, en qualité de Examineur

A/Prof. Christelle MONAT, en qualité de Examineur

Dr. Xavier LETARTRE, en qualité de Directeur de thèse

A Marta.

Sempre.

“Physics would be dull and life most unfulfilling if all physical phenomena around us were linear. Fortunately, we are living in a nonlinear world. While linearization beautifies physics, nonlinearity provides excitement in physics.”

Y. R. Shen in *The Principles of Nonlinear Optics*

Remerciements

Je remercie tout d'abord Xavier Letartre, directeur de recherche à l'Institut des Nanotechnologies de Lyon, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire et avoir accepté d'être mon directeur de thèse.

J'adresse bien évidemment mes profonds remerciements à mon principal encadrant de thèse Christelle Monat pour m'avoir conseillé et stimulé à améliorer mes capacités comme chercheur tout au long de ses trois années de thèse. Je lui suis éternellement reconnaissant pour tout ce qu'elle m'a apporté.

Je remercie profondément Christian Grillet pour avoir également été encadrant de thèse et m'avoir donné occasions de travailler sur un nouveau aspect très intéressant de la photonique que a sans doute enrichis ma vision dans ce secteur.

Je remercie particulièrement Eric Cassan et Alfredo De Rossi d'avoir accepté la lourde tâche de rapporter le présent manuscrit, et je remercie également Badhise Ben Bakir, Andrea Melloni et Costantino De Angelis de m'avoir fait l'honneur de faire partie du jury lors de ma soutenance, et pour toutes les remarques constructives portées sur mon travail.

Je remercie le professeur Barry-Luther Davies, Steve Madden et toute leur équipe au ANU pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire en Australie et pour toute leur disponibilité vers moi.

Je remercie le professeur David J Moss pour les nombreuses discussions autour du travail présenté dans cette thèse et pour avoir apporté de conseils précieuses.

Je remercie Jean-Marc Fedeli, Christophe Kopp, Badhise Ben Bakir, Salim Boutami, Michel Brun, Sergio Nicoletti, Philippe Grosse et Sylvie Menezo au CEA-Leti de Grenoble pour la fabrication et le support dans la caractérisation des échantillons

en a-Si :H et SiGe.

À l'école centrale, je remercie toute l'équipe photonique pour les bons moments passés ensemble. Un merci particulier au Quatrième étage (Thérèse, Yves, Remy, Bastian, Emmanuel, Bertrand, Pedro, José, Aziz, Brice) qu'ils m'ont particulièrement aidé à surpasser la première barrière de la langue avec des café et des repas très conviviales. Merci aussi à Ludovic, mon premier compagnon de bureau et aux amis d'aventures même en dehors des murs de l'école Julien, Bérenger et Kevin.

Je remercie ma famille pour m'avoir toujours soutenu pendant ces années de Thèse.

Enfin, je remercie Marta pour avoir crus toujours en moi et pour m'avoir soutenu, consolé et motivé pendant ces trois dernières années et que sans ça je ne serais pas où je suis maintenant.

Résumé

La photonique intégrée offre la possibilité d'exploiter un vaste bouquet de phénomènes optique nonlinéaires pour la génération et le traitement de signaux optiques sur des puces très compactes et à des débits potentiels extrêmement rapides. De nouvelles solutions et technologies de composants pourraient être ainsi réalisées, avec un impact considérable pour les applications télécom et datacom. L'utilisation de phénomènes optiques nonlinéaires (e.g. effet Kerr optique, effet Raman) permet même d'envisager la réalisation de composants actifs (e.g. amplificateurs, modulateurs, lasers, régénérateurs de signaux et convertisseurs en longueur d'onde). Pendant cette dernière décennie, les efforts ont principalement porté sur la plateforme Silicium sur isolant (SOI), profitant du fort confinement optique dans ce matériau, qui permet la miniaturisation et intégration de composants optiques clés (e.g. filtres passifs, jonctions coupleurs et multiplexeurs). Cependant, la présence de fortes pertes nonlinéaires dans ce matériau aux longueurs d'onde d'intérêt (i.e. autour de $1.55\ \mu\text{m}$ dans les télécommunications) limite certaines applications pour lesquelles une forte réponse nonlinéaire est nécessaire et motive la recherche de nouvelles plates-formes, mieux adaptées. L'objectif premier de cette thèse était ainsi l'étude de matériaux alternatifs au Si cristallin, par exemple le silicium amorphe hydrogéné, alliant de très faibles pertes nonlinéaires et une compatibilité CMOS, pour la réalisation de dispositifs photoniques intégrés qui exploitent les phénomènes nonlinéaires. Alternativement, l'utilisation de longueurs d'onde plus élevées (dans le moyen-IR) permet de relaxer la contrainte sur le choix de la filière matériau, en bénéficiant de pertes nonlinéaires réduites, par exemple dans la filière SiGe, également explorée dans cette thèse.

Ce travail est organisé de la façon suivante. Le premier chapitre donne un

panorama des phénomènes nonlinéaires qui permettent de réaliser du traitement tout-optique de l'information, en mettant en évidence les paramètres clés à maîtriser (confinement optique, ingénierie de dispersion) pour les composants d'optique intégrée, et en présentant le cadre de modélisation de ces phénomènes utilisé dans le travail de thèse. Il inclut également une revue des démonstrations marquantes publiées sur Silicium cristallin, donnant ainsi des points de référence pour la suite du travail. Le chapitre 2 introduit les cristaux photoniques comme structures d'optique intégrée permettant d'exalter les phénomènes nonlinéaires. On s'intéresse ici aux cavités, avec une démonstration de génération de deuxième et troisième harmoniques qui exploite un design original. Ce chapitre décrit également les enjeux associés à l'utilisation de guides à cristaux photoniques en régime de lumière lente, qui serviront de fondements pour le chapitre 4. Le chapitre 3 présente les résultats de caractérisation de la réponse nonlinéaire associée à des guides réalisés dans deux matériaux alternatifs au silicium cristallin : le silicium amorphe hydrogéné testé dans le proche infrarouge et le silicium germanium testé dans le moyen infrarouge. Le modèle présenté au chapitre 1 est exploité pour déduire la réponse de ces deux matériaux, et il est même étendu pour rendre compte d'effets nonlinéaires d'ordre plus élevé dans le cas du silicium germanium à haute longueur d'onde. Ce chapitre inclut également une discussion sur la comparaison des propriétés nonlinéaires de ces deux matériaux avec le SOI standard. Le chapitre 4 combine l'utilisation d'une plate-forme plus prometteuse que le SOI, avec des structures photoniques plus avancées que les simples guides réfractifs utilisés au chapitre 3 : il décrit l'ingénierie de modes (lents) dans des guides à cristaux photoniques en silicium amorphe hydrogéné et enterrés dans la silice. Ces structures devraient permettre de favoriser l'exaltation des phénomènes nonlinéaires en tirant le meilleur parti de la structure et du matériau. Des études préliminaires dans le régime linéaire sur les premières structures fabriquées sont présentées, tandis que le potentiel de ces structures est exploré numériquement pour des applications de compression d'impulsion par phénomène nonlinéaire.

Abstract

Integrated photonics offers a vast choice of nonlinear optical phenomena that could potentially be used for realizing chip-based and cost-effective all-optical signal processing devices that can handle, in principle, optical data signals at very high bit rates. The new components and technological solutions arising from this approach could have a considerable impact for telecom and datacom applications. Nonlinear optical effects (such as the optical Kerr effect or the Raman effect) can be potentially used for realizing active devices (e.g. optical amplifiers, modulators, lasers, signal regenerators and wavelength converters). During the last decade, the silicon on insulator (SOI) platform has known a significant development by exploiting the strong optical confinement, offered by this material platform, which is key for the miniaturization and realization of integrated optical devices (such as passive filters, splitters, junctions and multiplexers). However, the presence of strong nonlinear losses in the standard telecom band (around $1.55\ \mu\text{m}$) prevents some applications where a strong nonlinear optical response is needed and has motivated the research of more suitable material platforms. The primary goal of this thesis was the study of material alternatives to crystalline silicon (for instance hydrogenated amorphous silicon) with very low nonlinear losses and compatible with the CMOS process in order to realize integrated photonics devices based on nonlinear optical phenomena. Alternatively, the use of longer wavelengths (in the mid-IR) relaxes the constraints on the choice of the material platform, through taking advantage of lower nonlinear losses, for instance on the SiGe platform, which is also explored in this thesis.

This work is organized as follows. In the first chapter we provide an overview of the nonlinear optical effects used to realize all optical signal processing

functions, focusing on the key parameters that are essential (optical confinement and dispersion engineering) for integrated optical components, and presenting the main models used in this thesis. This chapter also includes a review of the main demonstrations reported on crystalline silicon, to give some benchmarks. Chapter 2 introduces the use of photonic crystals as integrated optical structures that can significantly enhance nonlinear optical phenomena. First we present photonic crystal cavities, with a demonstration of second and third harmonic generation that makes use of an original design. In the second part of the chapter, we describe the main features and challenges associated with photonic crystal waveguides in the slow light regime, which will be used later in chapter 4. In chapter 3, we report the experimental results related to the characterization of the optical nonlinear response of integrated waveguides made of two materials that are alternative to crystalline silicon : the hydrogenated amorphous silicon, probed in the near infrared, and the silicon germanium, probed in the mid-infrared. The model presented in chapter 1 is extensively used here for extracting the nonlinear parameters of these materials and it is also extended to account for higher order nonlinearities in the case of silicon germanium tested at longer wavelengths. This chapter also includes a comparison of the nonlinear properties of these two material platforms with respect to the standard SOI. In chapter 4, we combine the use of a material platform that is better suited than SOI for nonlinear applications with integrated photonics structures that are more advanced than those used in chapter 3. Here we describe the design of (slow) modes in photonic crystal waveguides made in hydrogenated amorphous silicon fully embedded in silica. These structures should favor the enhancement of nonlinear optical phenomena by making the most of both the optical structure and the material properties. Some preliminary studies, in the linear regime, on the first batch of fabricated structures are presented. The potential of these structures is explored numerically for pulse compression applications that make use of nonlinear optical phenomena.

Table des matières

Introduction	1
1 Photonique intégrée nonlinéaire sur SOI	9
1.1 Phénomènes optiques non linéaires	10
1.1.1 Effet Kerr optique	14
1.1.2 Absorption à deux photons	15
1.2 Propagation nonlinéaire d'impulsions optiques en optique guidée . . .	16
1.2.1 Paramètre non linéaire	17
1.2.2 Auto modulation de phase	19
1.2.3 Mélange à quatre ondes	22
1.2.4 Effets des porteurs libres	25
1.3 Photonique nonlinéaire sur plate-forme photonique intégrée en SOI .	27
1.3.1 Nanoguides en silicium	27
1.3.2 Absorption nonlinéaire du Si et impact sur les effets nonlinéaires	30
1.3.3 Traitement du signal tout-optique sur puce en SOI	35
1.3.4 Facteur de mérite non linéaire	42
1.4 Conclusion	45
2 Cristaux photoniques pour l'exaltation des phénomènes optiques nonlinéaires	47
2.1 Propriétés des Cristaux Photoniques	48
2.2 Cavités à Cristaux Photoniques	51
2.2.1 Principes des cavités à cristaux photoniques	52
2.2.2 Génération de deuxième harmonique	55

2.3	Guides à Cristaux Photoniques	71
2.3.1	Guides à cristaux photoniques en régime de lumière lente . . .	73
2.3.2	Régime de lumière lente et ingénierie de dispersion dans les guides à CP	75
2.3.3	Lumière lente et optique nonlinéaire	79
2.3.4	Contraintes liées aux modes lents	82
2.3.5	Applications du régime de lumière lente	87
2.4	Conclusions	89
3	Caractérisation de la réponse optique nonlinéaire de matériaux au delà du silicium cristallin	91
3.1	Silicium amorphe hydrogéné : une plate-forme nonlinéaire à 1.55 μm .	93
3.1.1	Fabrication	94
3.1.2	Banc de caractérisation d'optique linéaire et nonlinéaire des guides	95
3.1.3	Résultats des mesures optiques nonlinéaires en transmission .	97
3.1.4	Facteur de mérite nonlinéaire	101
3.1.5	Stabilité du matériau	103
3.1.6	Conclusions et perspectives sur la plateforme a-Si :H	105
3.2	Silicium Germanium : une plate-forme nonlinéaire dans le moyen-infrarouge	106
3.2.1	Fabrication et banc de caractérisation nonlinéaire MIR	108
3.2.2	Résultats en régime linéaire dans le MIR	110
3.2.3	Résultats expérimentaux nonlinéaires pour des impulsions picoseconde dans le MIR	111
3.2.4	Analyse des résultats nonlinéaires picoseconde et comparaison aux simulations SSFM	114
3.2.5	Résultats expérimentaux nonlinéaires pour des impulsions femtoseconde dans le MIR	120
3.2.6	Analyse des résultats nonlinéaires femtoseconde et comparaison aux simulations SSFM	122

3.2.7	Affinage du modèle à haute intensité dans le MIR	125
3.2.8	Discussion sur l'impact des porteurs libres et l'évolution du facteur de mérite nonlinéaire dans le MIR	130
3.3	Conclusions	134
4	Guides à cristaux photoniques en a-Si :H	137
4.1	Premiers guides à CP en a-Si :H	138
4.1.1	Fabrication et bancs de caractérisation	138
4.1.2	Résultats et discussions	142
4.2	Guides à cristaux photoniques à mode lent et dispersion ingénierée . .	152
4.2.1	Conception	153
4.2.2	Application : solitons temporels sur puce	161
4.2.3	Fabrication des guides à CP ingénierés en silicium amorphe . .	170
4.2.4	Résultats de caractérisation linéaire	171
4.2.5	Conclusions	177
5	Conclusion et perspectives	179
A	Méthodes numériques	189
A.1	Plane Wave Expansion Method	189
A.2	Finite Difference Time Domain Method	192
B	Liste des abbreviations	195
B.1	Abbreviations	195

Introduction

L'optique nonlinéaire est considérée comme l'étude des phénomènes qui proviennent de la modification des propriétés optiques des matériaux sous l'effet d'un champ électromagnétique [1]. Ces effets sont nonlinéaires, dans le sens où la réponse optique en polarisation du système dépend de manière nonlinéaire de la tension ou de l'intensité associée au champ électrique appliqué ou envoyé sur le matériau. Des exemples d'effets optiques nonlinéaires sont la variation de l'indice de réfraction en fonction de l'intensité du champ électromagnétique ou la génération de photons à une fréquence différente des photons incidents envoyés sur le matériau, comme montré sur la figure I.

L'observation de ces effets nécessite en général de hautes intensités lumineuses et



Figure I – Observations de phénomènes optiques nonlinéaires. (a) Génération de deuxième harmonique. Un faisceau lumineuse rouge, à fréquence ω , est transmis à travers un matériau qui convertit une partie des photons incidents à la fréquence 2ω (violet) [2]. (b) Première observation de la génération de supercontinuum dans une fibre optique structurée [3]. L'interaction entre plusieurs phénomènes nonlinéaires et la dispersion du guide élargit le spectre d'un signal sur plusieurs octaves en couvrant tout le spectre visible [4].

n'ont été rendus accessibles qu'après l'invention du premier laser de T. H. Maiman en 1960 [5]. La première observation d'un phénomène d'optique nonlinéaire (doublage de fréquence) a été en effet publiée un an plus tard, en 1961, par P. A. Franken et ses collègues [6]. Les premières applications d'optique nonlinéaire qui ont suivi cette démonstration se sont focalisées dans un premier temps sur l'extension, par conversion de longueur d'onde, de la gamme spectrale des lasers, de manière à élargir leur champ d'application. Par la suite, l'optique nonlinéaire a suscité de plus en plus d'intérêt, en lien à son vaste bassin d'applications qui comprend, par exemple, le traitement ultra-rapide et tout-optique de l'information, les capteurs optiques, les sources lasers et l'optique de puissance. De plus, ces applications ont un fort impact sur la société moderne car ils intéressent les secteurs de la médecine, de l'industrie, des sciences et des télécommunications.

L'apparition du laser n'a pas été uniquement déterminante pour la naissance de l'optique nonlinéaire. L'accès à une source de lumière cohérente et monochromatique a permis, dès le début des années 60, l'utilisation de faisceaux lumineux pour transporter des données, ouvrant ainsi la voie au développement des télécommunications optiques [7]. En effet, la haute fréquence des photons (~ 100 THz) rend une largeur de bande de modulation disponible a priori bien plus importante que celle des systèmes basés sur les fréquences radio (~ 100 MHz). La propagation d'un faisceau lumineux entre deux points de l'espace libre reste cependant problématique à cause de l'instabilité de l'atmosphère. Cela a motivé la recherche et le développement de "tuyaux" à photons, c'est-à-dire de guides pour transporter les photons en réduisant l'influence des perturbations et les pertes de signal associées. Dans ce contexte, les fibres optiques en verre de silice ont connu un rapide développement [8]. Beaucoup d'efforts technologiques ont permis de diminuer les pertes de ces fibres optiques qui, en moins de 20 ans, sont passées de plus de 1000 dB/km en 1960 à 0.2 dB/km à la longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$ en 1979 [9]. La réalisation de fibres en silice avec de très faibles pertes a d'une part entraîné une révolution dans le domaine des communications optiques fibrées et d'autre part cela a permis de réaliser des expériences d'optique nonlinéaire sur ce nouveau support constitué par les fibres optiques. En 1972, les premières observations d'optique nonlinéaires dans des fibres sont associées

à la diffusion Raman [10] et à la diffusion Brillouin [11] stimulées. L'objet de ces études était initialement la mise en évidence des limitations sur la puissance lumineuse maximale utilisable dans les systèmes de communications optiques, les effets nonlinéaires étant au départ considérés comme une nuisance à la capacité de transmettre fidèlement l'information par voie optique dans le réseau télécom. Ces travaux ont stimulé par la suite l'étude d'autres phénomènes nonlinéaires dans les fibres en silice comme l'effet Kerr optique et le mélange à quatre ondes [12–15]. Mais c'est seulement dans les années 80s, à partir de la démonstration de solitons optiques (un régime dans lequel les phénomènes de dispersion peuvent être compensés par les phénomènes non linéaires) [16], qu'est apparue l'idée que les phénomènes d'optique nonlinéaire dans les fibres pouvaient être utiles à certaines applications, même en télécom, avec nombre de démonstrations marquantes à l'appui [17]. Celles-ci sont pourtant restées en marge de l'histoire des télécoms. Le développement des technologies de communications fibrées opérant aux longueurs d'ondes de $1.55\ \mu\text{m}$ s'est en effet poursuivi pour aboutir au réseau Internet que l'on connaît aujourd'hui, successivement alimenté dans les années 90s par l'avènement des amplificateurs et des lasers fibrés obtenus en dopant les fibres avec des éléments de terre rare comme l'erbium [18]. Les amplificateurs optiques (des composants eux même nonlinéaires) ont rendu possible la propagation de signaux optiques sur des milliers de kilomètres en compensant les pertes optiques, qui, même faibles, sont accumulées par le signal au cours de sa propagation dans les liens optiques du réseau. En parallèle, le multiplexage en longueur d'onde (WDM) très dense a permis le développement de systèmes de communications optiques dont le débit de transmission peut excéder le téra-bit-par-seconde [19]. Cette technologie, adoptée actuellement, est la plus efficace pour réaliser des réseaux à très haut débit avec une faible consommation d'énergie [20]. Tous ces progrès significatifs ont permis aux fibres optiques de remplacer les câbles électriques pour les communications sur longue distance. Un exemple de réseau optique de télécommunication actuel est représenté sur la figure II(a). Dans cette vision simplifiée, les données entre les différents réseaux d'accès sont échangées à travers un réseau coeur. Les paquets d'information accèdent au réseau coeur via des routeurs périphériques puis sont dirigés vers leur destination finale

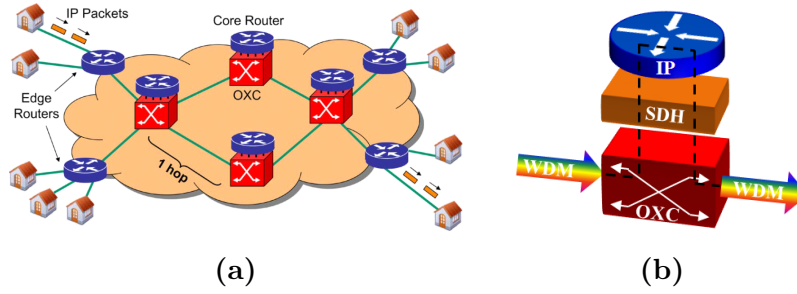


Figure II – (a) Représentation générique d’un réseau IP optique basé sur le WDM. Image reproduite depuis [21]. (b) Représentation d’un noeud du réseau coeur avec les niveaux SDH/SONET et WDM. Tout le trafic de données (trait pointillé) passe par les niveaux inférieurs pour être traité par le routeur IP. Aux niveaux WDM et SDH/SONET le flux de données est sous forme de signaux optiques tandis que dans le niveau IP il est sous forme de signaux électriques.

par les routeurs contenus dans le réseau coeur. Chaque paquet fait ainsi un certain nombre de passages à travers les routeurs du réseau coeur. Les connexions entre ces derniers se font sous forme optique et utilisent le WDM. Chaque noeud du réseau coeur est constitué par un routeur électronique associé, parfois, avec un connecteur optique croisé (OXC) comme représenté sur la figure II(a). Comme indiqué sur cette figure, le traitement de l’information aux noeuds du réseau et sur les communications courte distance se fait principalement par l’intermédiaire de dispositifs électroniques (au niveau IP) qui nécessitent localement des conversions optique/électronique (O/E) et électronique/optique (E/O). Ces opérations sont gourmandes en énergie et ralentissent considérablement le système. La demande de débit des systèmes de télécommunications ne cessant d’augmenter de façon exponentielle, la pression sur les infrastructures actuelles de routage et de traitement de l’information atteint un seuil critique [20, 22]. Dans ce contexte les effets optiques nonlinéaires pourraient potentiellement être utilisés pour réaliser des fonctions de traitement tout-optique du signal avec des vitesses ultra-rapides (de l’ordre de quelques femtosecondes), permettant ainsi de réduire le volume du trafic qui doit être traité électriquement. Notons que le remplacement complet de l’électronique par la photonique pour effectuer toutes les opérations de routage n’est pas envisagée à l’heure actuelle, car elle n’apparaît pas avantageuse aujourd’hui du point de vue

énergétique [20]. Par contre, la photonique peut être supérieure à l'électronique pour réaliser des tâches de traitement du signal simples, où un faible nombre de composants est nécessaire, comme la conversion en longueur d'onde ou la régénération du signal [23]. En effet, l'option actuellement la plus attractive est de modifier la structure des réseaux pour réduire le volume de données traitées électriquement par les routeurs au niveau IP [20, 21]. Dans le réseau coeur, cela pourrait être accompli en exploitant les capacités de traitement de l'information aux niveaux inférieurs (basés sur le protocole hiérarchique numérique synchrone SDH/SONET et le WDM) pour passer outre le niveau IP. En utilisant cette architecture, le nombre de conversions optique-électronique-optique pourrait être sensiblement réduit. Actuellement, l'un des obstacles au déploiement des composantes photoniques dans ces réseaux est leur coût de fabrication qui reste élevé par rapport à leurs homologues électroniques. Les dispositifs actuels sont des composants très spécialisés pour des fonctions spécifiques et utilisent des matériaux exotiques pour la filière industrielle (e.g. InP, GaAs ou LiNbO₃) et dont l'assemblage reste encore problématique. Afin de rendre ces dispositifs économiquement viables, leur intégration et leur compatibilité avec un processus de fabrication industriel sont indispensables. Ces problèmes peuvent être en partie résolus par l'intégration de guides optiques au niveau de la puce, de façon analogue au remplacement des câbles électriques par des circuits imprimés. Les grands acteurs industriels du secteur envisagent déjà l'intégration des circuits photoniques et électriques sur la même puce en exploitant, par exemple, la technologie complementary-metal-oxide-semiconductor (CMOS), comme illustré sur la figure III(a). Un exemple d'application de technologie intégrée pour la communication intra-puce est présentée sur la figure III(b). Sur cette puce, plusieurs processeurs électroniques sont reliés via un réseau optique. Les fonctions de routage dans ce réseau sont accomplies par des commutateurs tout-optique intégrés ultra-rapides réalisables en utilisant des phénomènes optiques nonlinéaires.

Pour exploiter des phénomènes d'optique nonlinéaire à des fins appliquées, il faut pouvoir travailler à des puissances incidentes modérées, et donc exalter ces phénomènes nonlinéaires. Deux conditions sont nécessaires. Tout d'abord l'intensité lumineuse (ou plus précisément la densité d'énergie électromagnétique) dans le

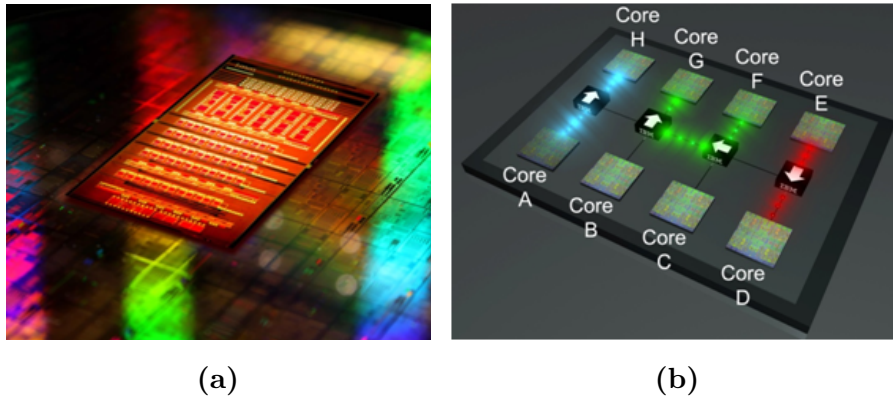


Figure III – (a) Puce produite par IBM pour l’implémentation d’un transcepteur avec plusieurs canaux implémentés par le biais de circuits électroniques et nanophotoniques intégrés. Un wafer de 200nm est montré à l’arrière plan. (b) Représentation d’un circuit optique sur puce avec des commutateurs optiques (boîtes noires). La direction que les signaux lumineux suivent est contrôlée par les commutateurs qui sont reconfigurables. Images reproduites depuis le site internet de IBM [24].

matériau doit être accrue et, deuxièmement, le matériau où la lumière est confinée doit avoir une forte réponse nonlinéaire. Concernant le premier point, les structures optiques intégrées offrent un confinement spatial de la lumière qui peut être bien plus important que celui des fibres. Parmi les différents matériaux utilisés en optique intégrée, le silicium (Si), sous forme de silicon-on-insulator (SOI), est particulièrement attractif de ce point de vue [25]. Le fort contraste d’indice de réfraction entre le Si ($n=3.45$) et le SiO_2 ($n=1.45$) permet en effet la réalisation de structures photoniques avec un fort confinement optique, indispensable pour concevoir des éléments photoniques compacts et intégrables sur puce. Par exemple, dans des nanoguides, la lumière peut être confinée dans une section de surface au moins 100 fois plus faible que celle des fibres mono-mode en silice. La plate-forme SOI a ainsi suscité un intérêt considérable pour les applications d’optique nonlinéaire ces dix dernières années [25]. D’une part la forte réponse nonlinéaire du Si (200 fois plus importante de celle de la silice) et d’autre part le fort confinement optique qui augmente la densité d’énergie lumineuse dans le matériau, permettent une exaltation de l’intensité des phénomènes nonlinéaires observés. Enfin, grâce à sa compatibilité avec le système

de fabrication CMOS, et donc de production de masse, la plate-forme SOI offre un potentiel d'économie d'échelle substantielle. Les efforts des différentes équipes de recherche internationales se sont donc naturellement concentrés sur l'exploitation des phénomènes d'optique nonlinéaire sur plate-forme SOI, avec des premiers résultats tout à fait remarquables comme le démultiplexage d'un signal de données à 1.28Tb/s [26], la régénération et le diagnostic tout optique d'un signal optique ultra-rapide [27,28], la génération de supercontinuum [29,30] et la réalisation de capteurs optiques très sensibles [31]. Ces résultats très prometteurs pour la réalisation de dispositifs photoniques intégrés exploitant des phénomènes d'optique non linéaire ont encouragé et motivé une activité de recherche académique intense centrée sur la "photonique silicium nonlinéaire".

Cependant, la présence de fortes pertes nonlinéaires dans le silicium aux longueurs d'onde télécom est un facteur limitant pour certaines applications, pour lesquelles, par exemple, une forte réponse nonlinéaire est nécessaire. Une branche importante de la recherche en photonique nonlinéaire sur silicium essaie de surmonter ces limitations. Dans cette thèse, nous nous concentrons sur la recherche d'une plate-forme mieux adaptée, exploitant un matériau alternatif au Si cristallin alliant de très faibles pertes nonlinéaires et une compatibilité CMOS, pour la réalisation de dispositifs photoniques intégrés qui exploitent les phénomènes nonlinéaires. Le premier chapitre donne un panorama des phénomènes non linéaires qui permettent de réaliser du traitement tout-optique de l'information ainsi que le cadre de modélisation de ces effets, qui a été utilisé dans ce travail de thèse. Nous dressons à cette occasion un état de l'art synthétique des démonstrations clés de traitement tout-optique du signal sur puce exploitant la plate-forme SOI, et servant de point de référence. Le chapitre 2 introduit les cristaux photoniques comme structures d'optique intégrée permettant d'exalter les phénomènes optiques nonlinéaires. A cette occasion, des résultats de génération de seconde et troisième harmonique sur silicium cristallin en utilisant un design original de cavité à cristaux photoniques est présenté. Ce chapitre discute également les enjeux des guides à cristaux photoniques (en régime à lumière lente et à dispersion ingénierée) qui sont comparés aux nanoguides vis à vis de leur capacité à exalter les phénomènes non linéaires, et pose les fondements pour

les études du chapitre 4. Le chapitre 3 présente les résultats de caractérisation de la réponse non linéaire de deux matériaux alternatifs au silicium cristallin, prometteurs pour dépasser les limites de ce dernier. Cette étude utilise le cadre de modélisation standard décrit dans le chapitre 1 et étendu pour rendre compte, le cas échéant, des résultats non linéaires d'ordre supérieur. Il s'agit du silicium amorphe hydrogéné testé dans le proche infrarouge et du silicium germanium testé dans le moyen infrarouge. Le chapitre 4 décrit l'ingénierie de modes (lents) dans des cristaux photoniques en silicium amorphe hydrogéné et enterrés dans la silice de façon à pousser l'exaltation des phénomènes non linéaires dans cette plate-forme en tirant le meilleur parti de la structure et du matériau. Ce chapitre inclue également les résultats expérimentaux préliminaires obtenus en régime linéaire sur les premières structures fabriquées au CEA-Leti, tandis que le potentiel de ces structures est exploré numériquement pour des applications de compression d'impulsion par phénomène non linéaire.

Chapitre 1

Photonique intégrée nonlinéaire sur SOI

Dans ce chapitre, on s'intéresse à l'utilisation de l'optique nonlinéaire dans des plate-formes intégrées, en particulier sur SOI, pour faire du traitement tout optique de l'information sur puce. Pour cela, on décrit dans une première partie les phénomènes optiques non linéaires dans les matériaux diélectriques en se focalisant sur le cas du silicium et sur les phénomènes qui seront utilisés dans le reste de cette thèse, comme l'effet Kerr optique et l'absorption à deux photons. Dans la Section 2 on montre comment ces effets nonlinéaires modifient la propagation d'un signal lumineux dans un guide et on présente un cadre théorique simple, l'équation nonlinéaire de Schrödinger, qui décrit la propagation d'une impulsion dans des structures d'optique guidée avec une réponse nonlinéaire. Enfin, dans la Section 3, on met en évidence l'intérêt de la plate-forme SOI pour l'optique intégrée non linéaire, en présentant les dernières démonstrations expérimentales de phénomènes d'optique nonlinéaire sur cette plate-forme. Bien que ces phénomènes aient été exploités pour des applications significatives de traitement tout-optique de l'information sur puce, on souligne à la fin du chapitre les limites du SOI aux longueurs d'onde télécom, et l'intérêt de trouver, en particulier, des filières matériaux alternatives pour augmenter le niveau de performance des composants.

1.1 Phénomènes optiques non linéaires

Les phénomènes optiques non linéaires ont pour origine une interaction entre le champ électrique et les électrons, les atomes, ou les phonons, présents dans un matériau. Dans le cadre de cette thèse, les phénomènes non linéaires qui sont explorés sont ceux d'origine électronique dans un matériau diélectrique. Leur réponse est extrêmement rapide, souvent considérée quasi-instantanée (de l'ordre de quelques femtosecondes). Pour ces phénomènes, le champ électrique du signal optique interagit avec les électrons liés qui se trouvent en périphérie des atomes du matériau. Ces électrons peuvent être déplacés en suivant le mouvement oscillatoire à la fréquence ω des photons du champ électromagnétique. Ceci génère une polarisation dans le matériau. Si on suppose que le matériau diélectrique est homogène, isotrope et avec une réponse instantanée (i.e. en négligeant la dispersion) la polarisation à l'instant t , $P(t)$, causée par le champ électrique, $E(t)$, est donnée par

$$P(t) = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots) \quad (1.1)$$

où ε_0 est la constante diélectrique du vide. Le paramètre $\chi^{(i)}$ est la susceptibilité d'ordre i du matériau et c'est une grandeur complexe qui décrit les propriétés du matériau. Dans l'équation (1.1) on peut distinguer une partie linéaire de la polarisation, $P_L(t)$, c'est-à-dire directement proportionnelle au champ électrique, et une partie non linéaire de la polarisation,

$$P(t) = P_L(t) + P_{NL}(t) \rightarrow \begin{cases} P_L(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t) \\ P_{NL}(t) = \varepsilon_0 (\chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots) \end{cases} \quad (1.2)$$

Pour les champs électromagnétiques usuels, le terme linéaire décrit assez bien la réponse du matériau, mais lorsque le champ électrique incident augmente en intensité, les autres termes deviennent non négligeables. En effet, c'est l'intensité du champ incident qui rend non linéaire la réponse optique d'un matériau. Dans la polarisation linéaire, $P_L(t)$, la partie réelle de $\chi^{(1)}$ est liée à l'indice de réfraction, n , alors que la partie imaginaire est liée à l'absorption, ou gain, du matériau, α [17]. La polarisation non linéaire, $P_{NL}(t)$, est la somme de plusieurs termes dont l'exposant du champ électrique augmente progressivement. À partir de l'équation (1.2), on

peut établir une classification des non linéarités, et des phénomènes associés, selon l'exposant du champ électrique et l'ordre de la susceptibilité.

Les effets non linéaires du deuxième ordre sont donnés par la partie de la polarisation non linéaire proportionnelle à $E^2(t)$. Dans cette catégorie de phénomènes optiques non linéaires, on trouve la génération de deuxième harmonique, l'effet électro-optique et la somme/différence de fréquences qui sont des phénomènes très utiles pour des applications dans les télécommunications (comme des modulateurs par exemple [32]), l'imagerie ou la médecine. La susceptibilité du deuxième ordre, $\chi^{(2)}$, est cependant nulle pour les matériaux cristallins centro-symétriques comme le silicium et donc, en général, on ne peut pas observer les phénomènes non linéaires du deuxième ordre dans cette catégorie de matériaux [1]. Néanmoins, en utilisant des techniques qui visent à briser la symétrie, comme l'introduction d'une contrainte dans la structure cristalline [33] ou en exploitant les phénomènes de surface [34], on peut observer des phénomènes non linéaires liés au $\chi^{(2)}$ même dans le silicium. Dans cette thèse on utilisera plutôt des phénomènes d'optique non linéaire du troisième ordre. On ne détaille donc pas davantage les phénomènes liés au $\chi^{(2)}$.

Les effets non linéaires du troisième ordre occupent une place très importante dans les applications d'optique non linéaire pour les télécommunications. En effet, comme on le verra dans la section 1.3.3, ils permettent de contrôler un signal lumineux à l'aide d'un autre signal lumineux (par exemple via l'effet Kerr optique), c'est à dire de faire du contrôle tout-optique de l'information, donc potentiellement, extrêmement rapide et qui pourrait idéalement permettre de satisfaire la demande toujours croissante de débit dans les réseaux de télécommunications. De plus, la consommation en énergie dans ces réseaux pourrait être réduite grâce à la potentielle réduction du nombre de convertisseurs électro-optique (par exemple dans les routeurs électroniques) et leur remplacement par des dispositifs tout optiques.

La polarisation non linéaire du troisième ordre, dans le cas simplifié de l'équation (1.1), est donnée par :

$$P^{(3)}(t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3(t). \quad (1.3)$$

Pour mieux comprendre quels types de phénomènes associés au $\chi^{(3)}$ on peut obser-

ver, on développe la formule de la polarisation non linéaire en écrivant explicitement le champ électrique comme la somme de trois composantes harmoniques à des fréquences angulaires distinctes, $\omega_1 \neq \omega_2 \neq \omega_3$:

$$E(\mathbf{r}, t) = \sum_{k=1,2,3} E_k = \frac{1}{2} \sum_{k=1,2,3} (E_{\omega_k}(\mathbf{r}, \omega_k) e^{-i\omega_k t} + c.c.). \quad (1.4)$$

On peut également distinguer les composantes fréquentielles de la polarisation résultant de l'action de ce champ électrique en l'écrivant comme

$$P^{(3)}(t) = \sum_k P(\omega_k) e^{-i\omega_k t}. \quad (1.5)$$

où les fréquences ω_k peuvent être positives ou négatives. Si on injecte l'équation (1.4) dans l'équation (1.3), on obtient 44 composantes fréquentielles différentes, ω_k , dans l'expression de la polarisation donnée par l'équation (1.5). Les principales composantes sont les suivantes, les autres pouvant être obtenues en permutant les indices des fréquences et des champs :

$$\begin{aligned} P(\omega_1) &= \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} |E_{\omega_1}|^2 E_1 && \text{(SPM)} \\ P(\omega_1) &= \frac{6}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} (|E_{\omega_2}|^2 + |E_{\omega_3}|^2) E_1 && \text{(XPM)} \\ P(3\omega_1) &= \frac{1}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} (E_{\omega_1}^3 e^{-i3\omega_1 t} + c.c.) && \text{(THG)} \\ P(2\omega_1 + \omega_2) &= \frac{3}{8} \varepsilon_0 \chi^{(3)} (E_{\omega_1}^2 E_{\omega_2} e^{-i(2\omega_1 + \omega_2)t} + c.c.) && \text{(FWM)} \\ P(2\omega_1 - \omega_2) &= \frac{3}{8} \varepsilon_0 \chi^{(3)} (E_{\omega_1}^2 E_{\omega_2}^* e^{-i(2\omega_1 - \omega_2)t} + c.c.) && \text{(FWM)} \\ P(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3) &= \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} (E_{\omega_1} E_{\omega_2} E_{\omega_3} e^{-i(2\omega_1 + \omega_2 + \omega_3)t} + c.c.) && \text{(FWM)} \\ P(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3) &= \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} (E_{\omega_1} E_{\omega_2} E_{\omega_3}^* e^{-i(2\omega_1 + \omega_2 - \omega_3)t} + c.c.) && \text{(FWM)} \end{aligned} \quad (1.6)$$

Chacun de ces termes est associé à un effet non linéaire particulier noté entre parenthèses. Le SPM (self phase modulation) correspond à de l'auto-modulation de phase, le XPM (cross phase modulation), à de la modulation de phase croisée, le THG (third harmonic generation), à de la génération de troisième harmonique et le FWM (four wave mixing), à du mélange à quatre ondes. Le SPM et le XPM se manifestent par un changement de la phase d'un signal optique (par exemple impulsion) causé par le changement instantané de l'indice de réfraction du matériau induit par le champ électrique. On parle de SPM si c'est le même champ qui modifie l'indice de réfraction que celui qui en ressent les effets et de XPM si c'est un champ

à une autre fréquence qui change l'indice de réfraction perçu par le signal optique. Dans le FWM, trois photons incidents interagissent avec le matériau pour générer un quatrième photon à une fréquence différente des champs incidents. Enfin, le THG consiste en l'annihilation de trois photons du champ incident de fréquence ω pour créer un quatrième photon à la fréquence 3ω . On peut remarquer que le SPM et XPM, affectent la propagation du champ électromagnétique à l'une des fréquences du signal d'entrée alors que le THG et le FWM se manifestent par la génération de fréquences qui ne sont pas comprises dans le champ incident donné par l'équation (1.4).

Pour simplifier l'analyse, dans l'équation (1.3) on a ignoré les effets de la dispersion et donc considéré $\chi^{(3)}$ comme une grandeur scalaire. En général, la susceptibilité dépend aussi de la fréquence, ou de la longueur d'onde, comme illustré sur la figure 1.1 [35]. Pour chaque matériau, il y a des longueurs d'onde pour lesquelles $\chi^{(3)}(\lambda)$ est maximum et donc la réponse nonlinéaire est plus marquée. Pour le Silicium, le pic de $\chi^{(3)}(\lambda)$ (partie réelle) se trouve autour de la longueur d'onde de $2\ \mu\text{m}$, très proche de la longueur d'onde de $1.55\ \mu\text{m}$ qui est conventionnellement utilisée dans

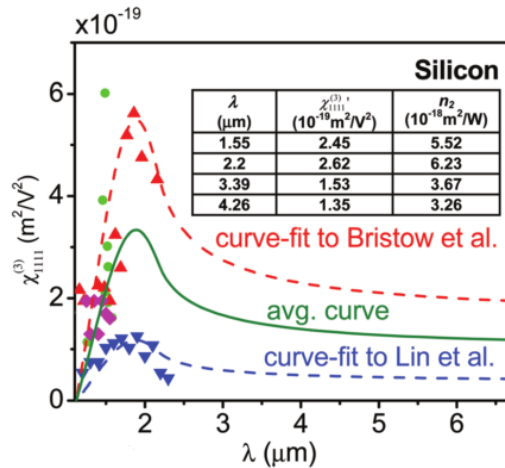


Figure 1.1 – Mesures expérimentales de la partie réelle de $\chi^{(3)}$ en fonction de la longueur d'onde dans le silicium cristallin [35]. Les points expérimentaux sont déterminés depuis [36–42] (cercles), [43] (triangles), [44] (triangles inversés) et [45] (losanges). Les courbes de dispersion théoriques présentées dans [35] sont adaptées avec les données de [43] et [44]. Une courbe moyenne entre les différents résultats expérimentaux est montrée.

les applications de télécommunications.

Les prochaines sections décrivent les phénomènes qui sont communément utilisés pour la réalisation du traitement tout optique du signal, en se concentrant sur les effets qui seront analysés dans la partie expérimentale de cette thèse, comme l'effet Kerr optique et l'absorption à deux photons.

1.1.1 Effet Kerr optique

Si un champ électrique atteint une haute intensité dans un matériau, l'indice de réfraction de ce matériau peut subir des modifications. Ce phénomène, connu comme effet Kerr optique, est la cause des processus de SPM et de XPM. On peut réécrire le terme relatif au SPM dans l'équation (1.6) sous la forme $P(\omega_1) = \frac{3}{4}\varepsilon_0\chi^{(3)}|E_{\omega_1}|^2 E_1 = \varepsilon_0\tilde{\chi}^{(1)}E_1$. Cela met en évidence la ressemblance avec la polarisation linéaire, P_L , où au lieu de $\chi^{(1)}$ on a $\tilde{\chi}^{(1)} = \frac{3}{4}\chi^{(3)}|E_{\omega_1}|^2$. La partie réelle de $\tilde{\chi}^{(1)}$ donne ainsi lieu à une variation de l'indice de réfraction du matériau qui dépend de l'intensité, $I = 2n\varepsilon_0c|E|^2$, du champ électrique. Cette modification de l'indice de réfraction s'exprime par [1]

$$\tilde{n} = n + n_2I \quad (1.7)$$

$$n_2 = \frac{3}{4} \frac{1}{cn^2\varepsilon_0} \text{Re} \{ \chi^{(3)} \}, \quad (1.8)$$

où \tilde{n} est l'indice de réfraction du matériau modifié par l'effet Kerr optique, n est l'indice de réfraction en régime linéaire et n_2 est l'indice de réfraction non linéaire, ou indice Kerr, du matériau. Plus le n_2 d'un matériau est élevé plus l'effet Kerr, à égalité d'intensité du champ électrique, est important. Par exemple, à la longueur d'onde de $1.55\ \mu\text{m}$, dans le silicium, $n_2 \approx 6 \times 10^{-18} \text{m}^2/\text{W}$ [46]. Par contre dans la silice $n_2 \approx 2 \times 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$, soit presque deux ordres de grandeur inférieur au silicium. Cela fait du silicium un bon candidat pour la réalisation de dispositifs photoniques non linéaires efficaces et compacts sur puce car, en utilisant la même intensité de signal optique, il est possible d'obtenir des interactions non linéaires plus fortes qu'avec d'autres matériaux comme la silice.

1.1.2 Absorption à deux photons

Comme mentionné précédemment, la susceptibilité est en général une grandeur complexe. Dans la section précédente, on a rappelé que la partie réelle de $\chi^{(3)}$ est liée à l'effet Kerr optique. La partie imaginaire de $\chi^{(3)}$ décrit un processus d'absorption non linéaire du matériau : l'absorption à deux photons (TPA). Ce phénomène est représenté schématiquement sur la figure 1.2 dans le cas d'un matériau à gap indirect comme le silicium. Sous la forme dégénérée du TPA, deux photons de même fréquence sont absorbés simultanément par le matériau et excitent un électron dans la bande de conduction du semiconducteur. De manière similaire à l'effet Kerr optique, l'absorption du matériau, $\tilde{\alpha}$, est modifiée par le TPA [25] :

$$\tilde{\alpha} = \alpha + \beta_{TPA}I \quad (1.9)$$

$$\beta_{TPA} = \frac{\omega}{c^2 n^2 \varepsilon} \text{Im} \{ \chi^{(3)} \}. \quad (1.10)$$

Dans le Si à la longueur d'onde de 1550 nm le coefficient de TPA, β_{TPA} , mesuré est approximativement $5 \times 10^{-12} m/W$ [46].

Le TPA peut être utilisé pour le traitement tout optique du signal, par exemple en exploitant le phénomène de saturation optique, qui sera décrit en Sec. 1.3.2, ou les effets des porteurs libres qui sont générés par TPA, tels que décrits en Sec. 1.2.4. En dehors de ces applications, le TPA est généralement perçu comme une pénalité vis à vis des applications d'optique non linéaire pour le traitement tout optique du signal. En effet, soit directement à cause du TPA, ou sous l'effet des porteurs libres générés

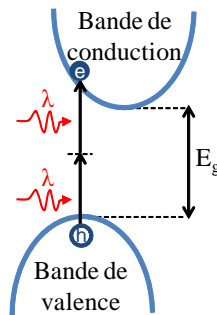


Figure 1.2 – Représentation schématique de l'absorption à deux photons dégénérée. Deux photons avec la même fréquence sont simultanément absorbés par le matériau et une paire électron-trou est générée.

par TPA, les pertes non linéaires induites diminuent l'efficacité d'autres phénomènes non linéaires, comme l'effet Kerr ou l'amplification via le mélange à quatre ondes.

Pour décrire comment ces phénomènes affectent la propagation de la lumière dans des structures d'optique guidée, un modèle analytique est présenté dans la section suivante.

1.2 Propagation non linéaire d'impulsions optiques en optique guidée

Pour mettre en évidence des phénomènes non linéaires dans des structures d'optique guidée, des impulsions d'une durée temporelle de quelques picosecondes ou de quelques centaines de femtosecondes sont souvent utilisées. Ceci permet d'atteindre des puissances instantanées plus élevées dans le matériau par rapport à l'utilisation de signaux continus (CW), qui, à intensité pic égale, entraîneraient un échauffement excessif voire une dégradation du matériau. On considère le cas d'une impulsion de largeur spectrale modérée (i.e. si $\Delta\omega$ est la largeur spectrale et ω_0 la fréquence angulaire centrale de l'impulsion alors $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$ qui correspond à des impulsions d'une durée minimum de l'ordre des centaines de femtosecondes à la longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$) dans un milieu à faibles pertes, isotrope, non-magnétique, sans charges libres ni courants, et avec une réponse non linéaire instantanée (i.e. en négligeant les non linéarités d'origine moléculaire comme l'effet Raman) dont la P_{NL} correspondante est une petite perturbation de P_L . En utilisant l'approximation de l'enveloppe du champ électrique lentement variable, la propagation d'une impulsion dans un guide optique (guide intégré ou fibre optique) peut être décrite par l'équation 1-D aux dérivées partielles non linéaire de Schrödinger (NLSE) [17, 46] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \sum_n i^{(n-1)} \frac{\beta_n}{n!} \frac{\partial^n A}{\partial t^n} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A - \frac{\beta_{TPA}}{2A_{eff}} |A|^2 A \quad (1.11)$$

où $A(z, t)$ est l'enveloppe temporelle du champ électrique de l'impulsion. Le membre de gauche de la NLSE gouverne la propagation linéaire de l'impulsion et inclue les pertes linéaires par propagation, caractérisées par le coefficient α , et les différents

ordres de dispersion, $\beta_n = (d^n \beta / d\omega^n)$, où n est l'ordre de dispersion et β la constante de propagation. Dans le membre de droite de la NLSE, on trouve les phénomènes non linéaires qui affectent l'impulsion au cours de sa propagation dans le guide. Le premier terme est relatif à l'effet Kerr optique et dépend du paramètre non linéaire, γ , et le deuxième terme décrit l'absorption par TPA qui est proportionnelle au paramètre, β_{TPA} défini dans la Section 1.1.2.

Si on considère des impulsions d'une durée temporelle ultracourte (plus courtes que quelques centaines de fs), l'équation (1.11) doit être modifiée car d'autres phénomènes non linéaires, qui n'ont pas été considérés dans cette discussion, ne sont plus négligeables [17]. Par exemple, la largeur spectrale de ces impulsions peut être telle que l'effet Raman puisse être excité à l'intérieur de l'impulsion. Le phénomène de self-steepening (i.e. variation de la vitesse de groupe en fonction de l'intensité [17]) peut aussi se révéler important. Dans cette thèse, on n'utilisera pas d'impulsions plus courtes que quelques centaines de fs. Ces derniers phénomènes ne sont donc pas considérés et l'équation (1.11) est utilisée comme point de départ pour l'analyse des résultats expérimentaux présentés dans cette thèse.

1.2.1 Paramètre non linéaire

Le paramètre non linéaire γ donne une indication quantitative de l'importance des phénomènes d'optique non linéaire du troisième ordre observables dans un guide donné par unité de puissance injectée et par unité de longueur de guide. Il est défini par

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad (1.12)$$

avec ω_0 la fréquence angulaire du champ incident, c la vitesse de la lumière dans le vide et A_{eff} l'aire effective du mode. Le paramètre non linéaire, γ , dépend du matériau constituant le guide, via n_2 , et des propriétés géométriques de la structure dans laquelle le mode se propage, en particulier de l'aire effective du mode, A_{eff} . Cette dernière, en considérant des structures à faible confinement, peut être calculée en intégrant le champ électrique $F(x, y)$ dans le plan orthogonal à la direction de

propagation du guide d'onde selon :

$$A_{eff} = \frac{\left(\iint_{-\infty}^{+\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |F(x, y)|^4 dx dy}. \quad (1.13)$$

Notons que dans des structures d'optique guidée à haut confinement, la composante longitudinale (dans la direction du guide) du champ associé au mode n'est plus négligeable et l'expression de l'aire effective donnée par l'équation (1.13) doit être modifiée pour en tenir compte [47]. L'aire effective, A_{eff} , donne une estimation du confinement du mode à l'intérieur du guide. Par exemple on a typiquement une $A_{eff} \approx 50 \mu\text{m}^2$ dans des fibres optiques mono-modes, contre des $A_{eff} \leq 0.05 \mu\text{m}^2$ dans des guides optiques intégrés en Si comme les nanoguides [47] ou des $A_{eff} \approx 0.5 \mu\text{m}^2$ dans des guides à cristaux photoniques [48]. L'avantage d'utiliser des structures d'optique intégrée pour l'optique non linéaire apparaît ainsi évident. Grâce à un confinement du mode accru, soit une A_{eff} plus petite, la densité d'énergie dans le matériau non linéaire est plus élevée que dans des structures comme des fibres optiques, ce qui se traduit par une augmentation du paramètre γ . Ajouté au choix d'un matériau avec un n_2 élevé, comme par exemple le silicium ($n_2^{Si} \approx 200 \times n_2^{SiO_2}$), ce fort confinement augmente considérablement le facteur γ dans un nanoguide fabriqué sur SOI. On peut ainsi atteindre des $\gamma \approx 500 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ [49], dans une telle structure contre un $\gamma \approx 0.003 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ dans une fibre mono-mode en silice.

Un exemple d'utilisation du modèle fourni par la NLSE est décrit dans la section suivante. Il s'agit de l'analyse du phénomène de SPM qui se traduit par une modulation de la phase de l'impulsion au cours de sa propagation dans le guide non linéaire. Ce phénomène constitue un moyen relativement simple pour caractériser expérimentalement la réponse optique non linéaire d'un guide, c'est à dire son paramètre γ et de remonter ensuite à la réponse non linéaire du matériau associé. Cette technique sera ainsi utilisée dans le chapitre 3 de cette thèse pour caractériser des guides en silicium amorphe et en silicium-germanium.

1.2.2 Auto modulation de phase

Une impulsion optique courte (par exemple quelques picosecondes) se propageant dans un nanoguide en Si peut subir du SPM. Pour une analyse quantitative de ce phénomène, on utilise la NLSE présentée dans la section précédente. À partir de l'équation (1.11), en négligeant la dispersion et le TPA et en exprimant l'amplitude du champ électrique de l'impulsion se propageant selon z sous la forme $A(z, t) = \sqrt{P_0} \exp(-\alpha z/2) U(z, t)$ [17], on obtient que l'amplitude normalisée de l'impulsion $U(z, t)$ (avec $\int |U(0, t)|^2 dt = 1$) est solution de :

$$\frac{\partial U}{\partial z} = i\gamma P_0 \exp(-\alpha z) |U|^2 U = i \frac{\exp(-\alpha z)}{L_{NL}} |U|^2 U \quad (1.14)$$

Dans l'équation (1.14), P_0 est la puissance pic en début de guide, et on définit la longueur non linéaire $L_{NL} = 1/\gamma P_0$. L'équation (1.14) a comme solution analytique

$$U(z, t) = U(0, t) \exp[i\phi_{NL}(z, t)] \quad (1.15)$$

où $U(0, t)$ est l'amplitude normalisée de l'impulsion au début du guide et le déphasage non linéaire ϕ_{NL} est donné par

$$\phi_{NL}(z, t) = |U(0, t)|^2 \frac{L_{eff}(z)}{L_{NL}} \quad (1.16)$$

qui fait apparaître la longueur effective du guide, raccourcie par les pertes linéaires, et définie par $L_{eff}(z) = (1 - e^{-\alpha z})/\alpha$. Les équations (1.15) et (1.16) montrent que le changement d'indice par effet Kerr optique génère un déphasage instantané, $\phi_{NL}(z, t)$, de l'impulsion qui augmente avec l'intensité optique à l'instant t . Le déphasage maximal introduit est obtenu au pic de l'impulsion et, en fin de guide ($z = L$), il vaut

$$\phi_{Max} = \gamma P_0 L_{eff}(L). \quad (1.17)$$

Le SPM observable dans un guide est ainsi directement proportionnel à la puissance pic de l'impulsion, P_0 et à la longueur effective du guide $L_{eff}(L)$ tandis que le paramètre non linéaire, γ , traduit la capacité d'une structure à démontrer un effet non linéaire par unité de puissance et par unité de longueur. De manière générale, la majorité des phénomènes non linéaires du troisième ordre peuvent être renforcés en augmentant la puissance injectée et/ou la longueur du guide.

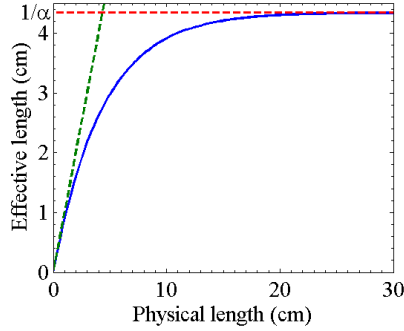


Figure 1.3 – Longueur effective $L_{eff}(L)$ en fonction de la longueur physique L d'un guide ayant des pertes par propagation de 1 dB/cm. La relation linéaire entre $L_{eff}(L)$ et L est représentée par la ligne verte pointillée et la longueur effective maximale, $1/\alpha$, est notée par la ligne pointillée rouge.

D'après l'équation (1.17), les pertes linéaires imposent cependant une limite à l'augmentation des effets non linéaires par le biais d'une élongation du guide. Le déphasage introduit par SPM augmente en effet avec la longueur physique du guide tant que $L_{eff}(L) \leq L_{eff}^{max}$ où L_{eff}^{max} est la longueur effective maximale du guide. Au delà, les pertes linéaires réduisent tellement la puissance pic de l'impulsion lumineuse au cours de sa propagation dans le guide que ϕ_{Max} n'augmente plus. Sur la figure 1.3 on observe que la technologie de fabrication des guides, permettant d'atteindre un certain niveau de pertes donné, entraîne une saturation de la longueur effective en fonction de la longueur physique du guide. La longueur effective maximale d'un guide de pertes α est égale à $1/\alpha$, et est atteinte (à 10% près) dès que la longueur physique devient environ égale au double de cette longueur effective maximale.

Le SPM se traduit par la génération de nouvelles fréquences dans le spectre de l'impulsion. On peut définir la fréquence instantanée, ou chirp, comme $\delta\omega(t) = -\partial\phi_{NL}/\partial t$. Celle-ci varie en fonction de l'intensité instantanée de l'impulsion, comme montré sur la figure 1.4(a). Toutes ces nouvelles fréquences interfèrent entre elles et forment une figure d'interférence qui modifie le spectre de l'impulsion transmise. La figure 1.4(b) montre la modification, calculée par simulation, du spectre d'une impulsion causée par SPM au cours de sa propagation dans un nanoguide en Si. Le spectre modifié par SPM est élargi par rapport à celui de l'impulsion incidente et présente plusieurs pics symétriques par rapport à la longueur d'onde centrale de

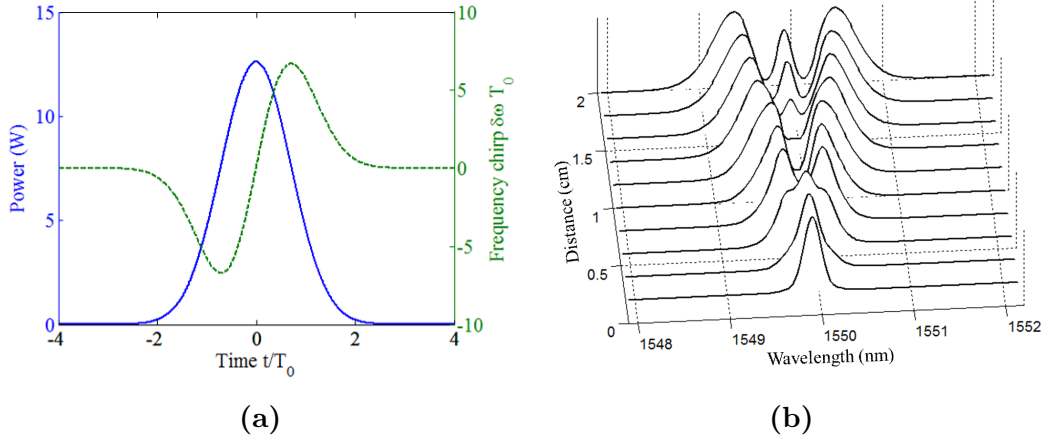


Figure 1.4 – (a) Chirp dû au SPM en fonction du temps pour une amplitude d’impulsion gaussienne avec une durée de $1/e T_0$. (b) Simulation de l’évolution spectrale d’une impulsion de $T_0 = 10$ ps au cours de sa propagation dans un nanoguide en Si de longueur $L=2$ cm. Paramètres du nanoguide : $\alpha = 1$ dB/cm, $\beta_2 = -1$ ps²/m, $\beta_3 = 0$ ps³/m, $A_{eff}=1$ μm², $n_2=6 \times 10^{-18}$ m²/W. La puissance pic de l’impulsion en entrée est $P_0=20$ W.

l’impulsion. L’élargissement spectral, $\Delta\omega = -(2\pi c^2/\lambda^2)\Delta\lambda$, dépend du déphasage maximal de l’impulsion, ϕ_{Max} , et de la forme temporelle de son enveloppe. Par exemple avec une impulsion gaussienne on a [17],

$$\frac{\Delta\omega_{RMS}}{\Delta\omega_0} = \left(1 + \frac{4}{3\sqrt{3}}\phi_{Max}^2\right)^{1/2} \quad (1.18)$$

où $\Delta\omega_0$ est la valeur RMS de l’impulsion incidente définie par

$$\Delta\omega_{RMS}^2 = \langle(\omega - \omega_0)^2\rangle - \langle(\omega - \omega_0)\rangle^2 \quad (1.19)$$

$$\langle(\omega - \omega_0)^n\rangle = \frac{\int(\omega - \omega_0)^n S(\omega)d\omega}{\int S(\omega)d\omega} \quad (1.20)$$

avec $S(\omega)$ le spectre en intensité de l’impulsion.

Le phénomène de SPM peut être ainsi observé expérimentalement en mesurant directement le spectre de sortie d’une impulsion qui s’est propagée dans un guide. Ce phénomène peut être utilisé pour déterminer expérimentalement le paramètre non linéaire, γ , et l’indice de réfraction non linéaire, n_2 , en exploitant la relation entre l’élargissement spectral, $\Delta\omega$, et le paramètre non linéaire, γ , donnée par les équations (1.17) et (1.18). L’estimation de n_2 par cette méthode comporte une incertitude

intrinsèque car la valeur de n_2 est déduite de γ en utilisant l'aire effective du mode, A_{eff} , qui est à priori calculée numériquement. L'incertitude expérimentale sur la puissance couplée au guide est cependant souvent la source principale d'erreur sur l'estimation de n_2 par cette méthode.

1.2.3 Mélange à quatre ondes

Un autre phénomène d'optique non linéaire qui trouve un grand nombre d'applications est le mélange à quatre ondes (FWM) décrit par les derniers termes de l'équation (1.6). Deux catégories de FWM sont schématiquement représentées sur la figure 1.5. Dans le FWM classique (figure 1.5(a)), on a deux signaux de pompe à des longueurs d'onde distinctes, un idler et un signal sonde. Dans le FWM dégénéré (figure 1.5(b)), on a un seul signal de pompe, un idler et un signal sonde.

Les amplitudes des différents signaux sont reliées par des équations aux modes couplés [49]. Les fréquences des signaux vérifient une relation de conservation de l'énergie. Dans le cas du FWM dégénéré, illustré sur la figure 1.5(b), on a

$$\omega_i = 2\omega_p - \omega_s \quad (1.21)$$

où p , s et i correspondent aux signaux pompe, sonde et idler. Le désaccord de phase entre les signaux dépend de la différence entre les vecteurs d'onde qui, en négligeant dans un premier temps le déphasage introduit par le SPM (Δk_{NL} , cf. la suite), est

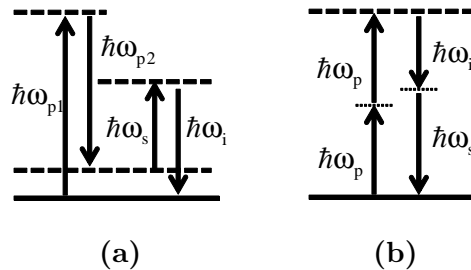


Figure 1.5 – Représentation du processus de FWM en utilisant des niveaux énergétiques fictifs. (a) FWM non dégénéré avec des photons à quatre fréquences différentes. (b) FWM dégénéré avec les deux photons de pompe provenant du même champ.

donné par :

$$\Delta k_L = k_i + k_s - 2k_p \quad (1.22)$$

où $k_j = n_{eff}(\omega_j)\omega_j/c$, avec $n_{eff}(\omega_j)$ l'indice effectif du mode à la fréquence ω_j . Le cas particulier de $\Delta k_L = 0$ correspond à un accord de phase parfait. Si cette condition est respectée, les photons du signal généré gardent une relation de phase constante avec la polarisation nonlinéaire induite par la pompe et le transfert d'énergie est plus efficace. D'un point de vue microscopique, l'accord de phase correspond au cas où les champs émis par les dipôles atomiques du diélectrique sont en phase et donc chaque contribution se somme de façon cohérente dans la direction de propagation. Comme on le verra par la suite, le FWM est maximum dans la condition d'accord de phase parfait qui, si on prend en compte le déphasage nonlinéaire Δk_{NL} , est vérifiée quand $\Delta k = \Delta k_L + \Delta k_{NL} = 0$.

Quantitativement, en prenant le cas du FWM dégénéré (figure 1.5(b)), le désaccord en vecteur d'onde, Δk , entre la pompe et le signal sonde présentant un désaccord en fréquence de $\Delta\omega$ est [17]

$$\Delta k = 2\gamma\bar{P}_p + \Delta k_L \quad (1.23)$$

où $2\gamma\bar{P}_p$ représente le déphasage nonlinéaire Δk_{NL} induit par l'effet Kerr, avec $\bar{P}_p = P_p(0)(1 - e^{-\alpha L})/\alpha L$ la puissance de pompe dans le guide de longueur L réduite par les pertes linéaires et $\Delta k_L = \beta_2(\Delta\omega)^2 + 1/12\beta_4(\Delta\omega)^4$ est le déphasage linéaire introduit par la dispersion. On peut remarquer que le déphasage ne dépend pas seulement des propriétés du guide comme sa dispersion, β_2 , et sa nonlinéarité, γ , mais il dépend aussi de la puissance de pompe, P_p .

Si on ignore les pertes non linéaires, dans le régime sans déplétion de la pompe, l'efficacité de conversion, η , entre le signal sonde et l'idler par FWM peut s'écrire [50],

$$\eta = \frac{P_i^{out}}{P_s^{in}} = (\gamma\bar{P}_p L)^2 \times \left(\frac{\sinh(gL)}{gL} \right)^2 \times e^{-\alpha L} \quad (1.24)$$

où L est la longueur du guide et $g = \sqrt{(\gamma\bar{P}_p)^2 - (\Delta k/2)^2}$ est le gain paramétrique. Dans l'équation (1.24) on peut distinguer trois contributions :

1. $(\gamma\bar{P}_p L)^2$ qui montre la non linéarité du processus de FWM, ce dernier augmentant avec le carré de la puissance pompe et de la longueur du guide ;

2. $\Phi = \left(\frac{\sinh(gL)}{gL} \right)^2$ qui est un facteur de phase dépendant de g , de L , de la dispersion du guide et du désaccord en fréquence entre la pompe et la sonde ;
3. $e^{-\alpha L}$ qui montre l'effet négatif des pertes linéaires sur l'efficacité de conversion.

Comme illustré sur la figure 1.6(a), Φ est ≥ 1 quand $g^2 \geq 0$, ce qui nécessite que le désaccord de phase non linéaire ($2\gamma\bar{P}_p$) soit compensé par le désaccord de phase linéaire dû à la dispersion (Δk_L). Si on néglige le terme dispersif β_4 , cette condition est respectée seulement si la dispersion est anormale ($\beta_2 \leq 0$) dans le silicium car le déphasage non linéaire est toujours positif. Par contre, dans le régime de dispersion normale ($\beta_2 > 0$), $g^2 < 0$ et $\Phi < 1$. Pour avoir un Φ plus élevé, il faut augmenter g^2 et comme $g_{max}^2 = (\gamma\bar{P}_p)^2$ est atteint lorsque $\Delta k = 0$, le maximum de gain du FWM est obtenu quand $\Delta k_L = -2\gamma\bar{P}_p$. Ces considérations impliquent que $\Phi > 1$ lorsque $-2\gamma\bar{P}_p \leq \Delta k_L \leq 0$, c'est à dire pour une dispersion faible et anormale. Cette analyse montre que l'efficacité et la largeur de bande du FWM dépendent fortement de la dispersion du guide (β_2 et β_4). Sur la figure 1.6(b), un exemple de l'efficacité

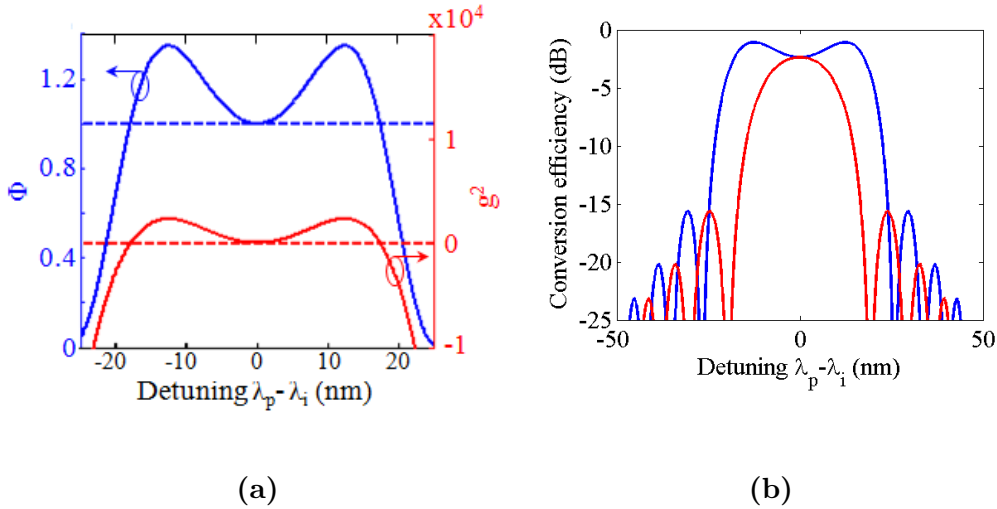


Figure 1.6 – (a) Le terme de phase $\Phi = (\sinh(gL)/gL)^2$, défini par l'équation (1.24), et g^2 sont calculés en fonction du désaccord en longueur d'onde entre la pompe et l'idler. Pour les calculs, les valeurs utilisées sont $\beta_2 = -1$ ps²/m, $\gamma = 600$ W⁻¹m⁻¹, $\alpha = 1$ dB/cm, $L = 2$ cm et $P_p(0) = 100$ mW. (b) Efficacité de conversion du FWM en fonction de l'écart en longueur d'onde entre la pompe et l'idler. La ligne bleue correspond à un guide avec $\beta_2 = -1$ ps²/m et la ligne rouge à $\beta_2 = +1$ ps²/m.

de conversion en fonction de l'écart en longueur d'onde entre la pompe et l'idler est montré. On peut noter que l'efficacité de conversion maximum est plus élevée et plus large bande pour une dispersion anormale ($\beta_2 < 0$).

Le contrôle de la dispersion du guide est donc essentiel pour obtenir la condition d'accord de phase entre les signaux et, comme souligné dans la section 1.3.3, la possibilité de contrôler la dispersion d'un nanoguide en Si a été un des atouts qui a permis de réaliser un grand nombre de démonstrations de FWM en utilisant la plate-forme SOI.

1.2.4 Effets des porteurs libres

Une conséquence du TPA est la génération de porteurs libres dans un semiconducteur comme le silicium. L'évolution temporelle de la densité de porteurs libres, $N(z, t)$, le long du guide (selon z) est décrite par

$$\frac{dN(z, t)}{dt} = \frac{\beta_{TPA}}{2\hbar\omega} I(z, t)^2 - \frac{N(z, t)}{\tau} \quad (1.25)$$

où I est l'intensité du champ et τ le temps de recombinaison des porteurs libres qui a typiquement une valeur de quelques nanosecondes pour des structures photoniques intégrées en Si [46].

Les porteurs libres ont un double effet (le plus souvent néfaste) sur la propagation de la lumière dans un matériau : d'une part ils augmentent l'absorption et d'autre part ils modifient l'indice de réfraction. L'absorption des porteur libres (FCA) et la variation d'indice induite par les porteurs libres (FCD) sont estimées en utilisant le modèle de Drude [51] :

$$\alpha_{FC} = \frac{e^3 \lambda^2}{4\pi^2 c^2 \varepsilon_0 n} \left(\frac{\Delta N_e}{m_{ce}^2 \mu_e} + \frac{\Delta N_h}{m_{ch}^2 \mu_h} \right) \quad (1.26)$$

$$\Delta n_{FC} = \frac{e^3 \lambda^2}{8\pi^2 c^2 \varepsilon_0 n} \left(\frac{\Delta N_e}{m_{ce}} + \frac{\Delta N_h}{m_{ch}} \right) \quad (1.27)$$

où ΔN_e et ΔN_h sont les concentrations d'électrons et de trous libres générés par TPA, m_c sont les masses effectives des électrons et des trous (dans le silicium $m_{ce} = 0.26m_0$ et $m_{ch} = 0.39m_0$ avec $m_0 = 9.11 \times 10^{-31}$ kg est la masse de l'électron [52]) et μ les mobilités associées (dans le silicium $\mu_e = 1450 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ et $\mu_h = 450$

$\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ [53]). Expérimentalement, il a été montré que équations (1.26) et (1.27) sous-estimaient les effets des porteur libres dans le Si (cf par exemple la référence [52]), et des formules empiriques sont utilisées à la place :

$$\alpha_{FC} = (8.5\Delta N_e + 6.0\Delta N_h) \times 10^{-18} \left(\frac{\lambda(\mu\text{m})}{1.55} \right)^2 \quad (1.28)$$

$$\Delta n_{FC} = (8.8 \times 10^{-4}\Delta N_e + 8.5\Delta N_h^{0.8}) \times 10^{-18} \left(\frac{\lambda(\mu\text{m})}{1.55} \right)^2 \quad (1.29)$$

Les concentrations d'électrons et de trous générés par TPA sont égales, car chaque paire de photons absorbée génère une paire électron-trou, justifiant l'utilisation de la notation $N = \Delta N_e = \Delta N_h$ pour la densité de porteurs libres générés dans l'équation (1.25). Le coefficient de pertes par absorption due aux porteurs libres s'écrit ainsi $\alpha_{FC} = \sigma(\lambda)N$ et la variation d'indice de réfraction $\Delta n_{FC} = k_c(\lambda, N)N$. On peut remarquer que les contributions des électrons et des trous à la variation d'indice de réfraction, Δn_{FC} , ne sont pas strictement égales. Alors que $\sigma(\lambda)$ dans un matériau donné dépend essentiellement de la longueur d'onde de la lumière, $k_c(\lambda, N)$ varie également avec la concentration de porteurs libres. Pour inclure les effets de ces porteurs libres sur la propagation d'une impulsion dans un guide, la NLSE donnée par l'équation (1.11) est modifiée de la manière suivante :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \sum_n i^{(n-1)} \frac{\beta_n}{n!} \frac{\partial^n A}{\partial t^n} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A - \frac{\beta_{TPA}}{2A_{eff}} |A|^2 A - \left(\frac{\sigma}{2} - ik_c k_0 \right) NA \quad (1.30)$$

et combinée à l'équation (1.25) pour calculer la densité de porteurs libres générés en chaque position le long du guide. Dans le cas du Silicium cristallin, la valeur de k_c utilisée dans cette thèse pour l'équation (1.30) est $-1.35 \times 10^{-27} \text{ m}^3$ [46].

Dans la partie qui suit, focalisée sur le cas particulier du silicium pour l'optique nonlinéaire, on discute plus en détails des effets du FCA et du TPA, qui sont non négligeables dans ce matériau à $1.55 \mu\text{m}$. On présente ainsi des exemples d'applications de la plate-forme SOI pour le traitement tout optique de l'information sur puce, mais aussi les limitations imposées par ces phénomènes d'absorption non linéaire sur cette plate-forme.

1.3 Photonique nonlinéaire sur plate-forme photonique intégrée en SOI

Un point clé pour le déploiement de dispositifs optiques intégrés à grande échelle est qu'ils soient réalisables avec un procédé de fabrication compatible avec la technologie CMOS. Ceci permettrait à ces dispositifs d'être acceptés par les acteurs industriels majeurs du secteur microélectronique et de tirer parti de l'investissement massif effectué par ces derniers sur les outils de production de cette filière au cours des 50 dernières années. De ce point de vue, la plate-forme SOI est un candidat très prometteur, car on peut réaliser des structures dont le procédé de fabrication et les matériaux sont entièrement compatibles CMOS. De plus, comme mentionné précédemment, l'indice Kerr élevé du silicium, n_2 , en fait un matériau bien adapté pour observer des phénomènes d'optique non linéaire avec des puissances modérées. Grâce au contraste d'indice de réfraction élevé entre la silice et le silicium dans le SOI, il est possible d'obtenir des structures où le champ est très fortement confiné dans le silicium. Ceci comporte un double avantage. D'une part cela réduit l'aire effective A_{eff} et donc augmente le facteur γ . D'autre part, cela augmente la dispersion du guide par rapport à la dispersion chromatique du matériau, permettant ainsi de modifier la dispersion totale du guide par l'intermédiaire de la géométrie de la structure guidante. Ces trois avantages (compatibilité CMOS, haut n_2 du Si et haut contraste d'indice, Δn , entre Si et SiO₂) font de la plate-forme SOI un candidat à fort potentiel pour la réalisation de futurs dispositifs photoniques intégrés exploitant des phénomènes d'optique non linéaire.

1.3.1 Nanoguides en silicium

Parmi les différentes structures d'optique intégrée réalisables sur SOI, l'utilisation de nanoguides silicium a permis la démonstration d'un grand nombre d'applications exploitant l'optique non linéaire [49,54]. Comme illustré sur la figure 1.7(a), un nanoguide présente une section rectangulaire de Si, de dimensions de quelques centaines de nanomètres, qui est entouré par un matériau de faible indice, typiquement SiO₂.

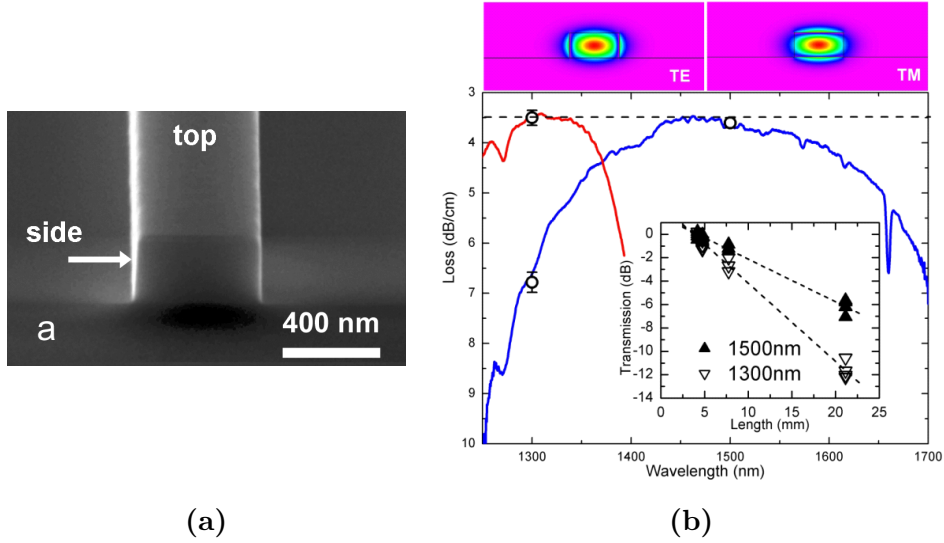


Figure 1.7 – (a) Image au microscope électronique à balayage d’un nanoguide en Si sur SiO₂ et sans couche d’encapsulation. (b) Mesures expérimentales des pertes par propagation en fonction de la longueur d’onde pour la polarisation TE (courbe bleue) et TM (courbe rouge). En insert, la transmission du mode TE est montrée en fonction de la longueur du nanoguide aux longueurs d’onde de 1.3 et 1.5 μm . Dans la partie haute de l’image, les résultats de simulations numériques montrent le profil du champ électrique du mode guidé en polarisation TE et TM à $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$. Cette figure est tirée de [55].

Grâce au contraste d’indice élevé, $\Delta n \approx 2$, le mode guidé est très fortement confiné dans le coeur de Si, comme le montre le résultat du calcul de la distribution du champ électrique sur la figure 1.7(b). En optimisant les dimensions du nanoguide, il est possible de réduire l’aire effective, A_{eff} , du mode jusqu’à $0.05 \mu\text{m}^2$, permettant d’atteindre des γ autour de $300 - 1000 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ [47, 49].

Les pertes par propagation de cette catégorie de guides sont généralement autour de 3 dB/cm pour le mode polarisé TE à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ [49, 55], comme par exemple mesuré sur la figure 1.7(b). Cette valeur de pertes est suffisamment faible pour des architectures intégrées où la longueur physique des guides est limitée à quelques millimètres voir le centimètre et reste bien au-dessous de la longueur effective maximum $L_{eff}^{max} \approx 1.45 \text{ cm}$. On note par ailleurs que ces pertes étant dominées par des phénomènes de diffusion au niveau des rugosités à la surface du nanoguide, elles peuvent être en principe améliorées en optimisant le processus de fabrication comme

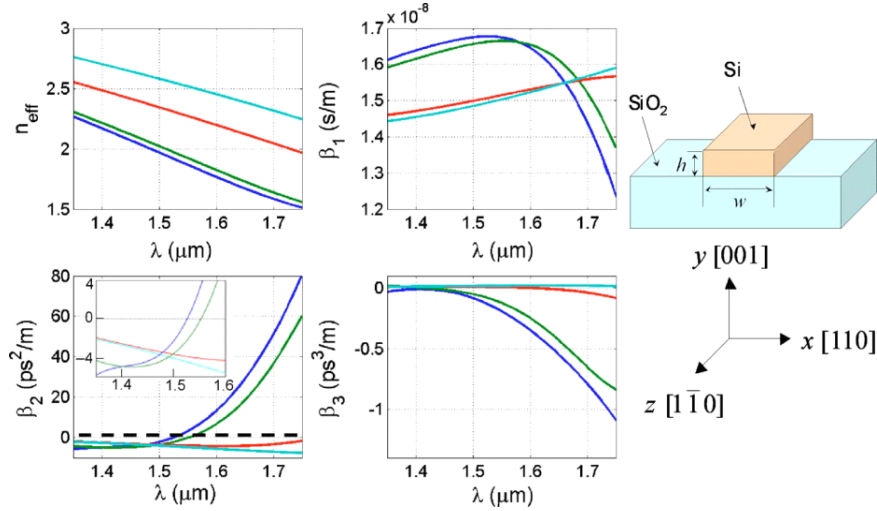


Figure 1.8 – Calcul de l'indice effectif, et des trois premiers ordres de dispersion en fonction de la longueur d'onde pour des nanoguides en Si de dimensions latérales (hauteur×largeur) égales à 220 nm × 350 nm (bleu), 220 nm × 360 nm (vert), 220 nm × 450 nm (rouge) et 330 nm × 350 nm (bleu ciel) [49].

réalisé par Selvaraja et al. [56] où des pertes record de 0.5 dB/cm ont été obtenues pour des nanoguides mono-modes avec une section de 400nm×220nm à la longueur d'onde de 1.55 μm en utilisant une plate-forme CMOS 300 mm.

Les paramètres qui déterminent les propriétés spectrales d'un nanoguide sont ses dimensions latérales, hauteur et largeur. Généralement celles-ci sont choisies pour obtenir un guide mono-mode à la longueur d'onde utilisée. Comme mentionné au début de cette section, un avantage important des nanoguides en Si est que la dispersion imposée par la géométrie du guide, déterminée par ses dimensions latérales, domine sur la dispersion du matériau. Cet effet permet de contrôler, par le design, la dispersion du nanoguide comme montré sur la figure 1.8. Comme discuté dans la section précédente, plusieurs phénomènes d'optique non linéaire sont plus efficaces en présence d'une dispersion anormale, $\beta_2 < 0$, ou très faible, voire nulle, par rapport à un régime de dispersion normale, $\beta_2 > 0$ [17, 49, 54]. La possibilité de pouvoir ainsi contrôler la dispersion des nanoguides Si est un des aspects clé qui a permis la démonstration de phénomènes d'optique non linéaire sur cette plate-forme.

Dans la suite de ce chapitre, on présente quelques exemples de phénomènes non linéaires qui ont été observés dans des structures d'optique intégrée fabriquées sur

plate-forme SOI. On montre également comment ces phénomènes ont été exploités dans des applications principalement tournées vers le traitement tout optique de l'information.

1.3.2 Absorption nonlinéaire du Si et impact sur les effets nonlinéaires

De manière générale, en augmentant les pertes à forte puissance, les phénomènes d'absorption non linéaire, comme le TPA et le FCA, limitent fortement l'efficacité des effets non linéaires pertinents pour les applications, comme par exemple le SPM [46] ou le FWM. Si l'on considère seulement l'effet du TPA, en négligeant les effets de la dispersion, la NLSE (équation (1.11)) devient [46] :

$$\frac{dA}{dz} = i \frac{n_2 k_0}{A_{eff}} (1 + ir) |A|^2 A - \frac{\alpha}{2} A \quad (1.31)$$

avec $r = \beta_{TPA}/2n_2k_0$. L'équation (1.31) est résolue analytiquement en substituant $A = \sqrt{P} \exp(i\phi - \alpha z/2)$ et on obtient en sortie de guide :

$$\frac{I_0}{I_{out}} = \exp(\alpha L) (1 + L_{eff}(L) \beta_{TPA} I_0) \quad (1.32)$$

$$\phi_{out} = \frac{1}{2r} \ln (1 + 2k_0 n_2 r I_0 L_{eff}(L)) \quad (1.33)$$

L'équation (1.32) établit un lien de proportionnalité direct entre l'inverse de la transmission ($1/T = I_0/I_{out}$) et l'intensité pic en entrée du guide, I_0 , comme montré sur la figure 1.9(a). Cette relation peut être utilisée pour déduire le coefficient β_{TPA} à partir de mesures de la transmission d'un guide en fonction de la puissance incidente [36]. Sur la figure 1.9(b), l'équation (1.33) est utilisée pour montrer comment le TPA diminue le déphasage maximal, ϕ_0 , généré par SPM en fin de guide par rapport au déphasage maximal obtenu par SPM en l'absence de TPA, $\phi_{Max} = k_0 n_2 I_0 L_{eff}$ donné par l'équation 1.17. On observe que la diminution du déphasage augmente avec la puissance dans le guide à cause de la dépendance logarithmique donnée par l'équation (1.33).

L'analyse précédente ne tient pas compte des effets des porteurs libres qui sont générés par TPA dans le silicium. Ceux-ci ont aussi un impact important sur le SPM

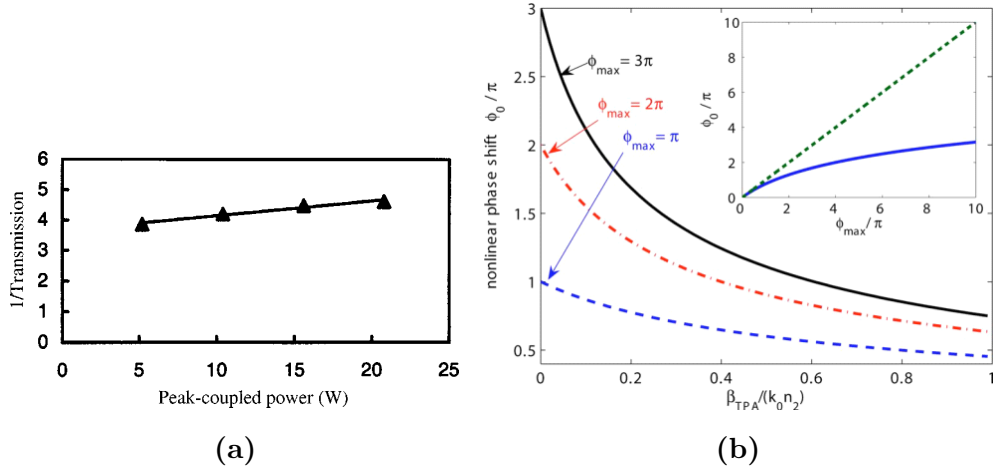


Figure 1.9 – (a) Inverse de la transmission d’un nanoguide en fonction de la puissance pic couplée [36]. (b) Réduction du déphasage nonlinéaire dû au SPM en présence de TPA [46]. Chaque courbe correspond à une puissance initiale différente de l’impulsion dans le guide (puisque $\phi_{Max} = k_0 n_2 I_0 L_{eff}$). Dans l’insert, ϕ_0 est tracé en fonction de ϕ_{MAX} pour $r=0$ (pas de TPA), pointillé, et $r=0.1$, ligne continue.

comme montré par les résultats expérimentaux présentés sur la figure 1.10(a) [42]. Les spectres de SPM deviennent asymétriques et sont déplacés vers des longueurs d’onde plus faibles. L’asymétrie est causée par la variation temporelle de la densité de porteurs libres générés par l’impulsion : différentes composantes fréquentielles expérimentent différentes valeurs de FCA et de FCD. Comme montré sur la figure 1.10(b), le FCA et FCD modifient fortement le déphasage instantané introduit dans l’impulsion par rapport au cas où seul le TPA est présent. Un décalage vers le bleu de l’impulsion (associé au déphasage nonlinéaire négatif calculé sur la figure 1.10(b), cas ”Full”) est causé par la dispersion des porteurs libres dans le silicium où $k_c < 0$ et donc $\Delta n_{FC} = k_c N < 0$. Le Δn généré par l’effet Kerr ($\Delta n = n_2 I_0$) a un signe opposé à celui généré par FCD (car n_2 est positif dans le Si) et donc la présence des porteurs libres peut limiter le déphasage total de l’impulsion.

Bien que les effets de TPA et FCA, qui augmentent l’absorption du silicium à forte puissance soient en général pénalisants, par exemple, pour les dispositifs basés sur l’effet Kerr ou le FWM, ces phénomènes trouvent parfois une application. L’absorption non linéaire peut être utilisée pour réaliser un limiteur optique, qui

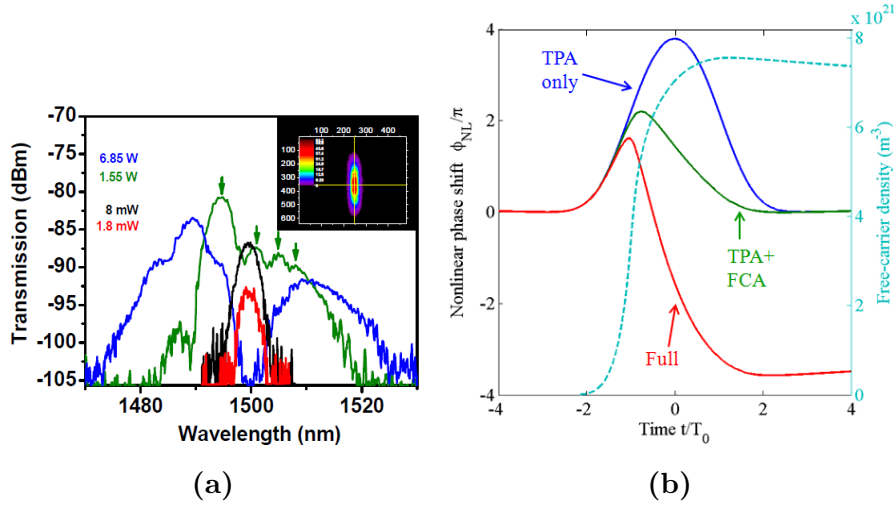


Figure 1.10 – (a) Spectre d’une impulsion de 1.8 ps transmise par un nanoguide en Si de 4 mm de longueur à des puissances pic entre 1.8 mW et 6.85 W [42]. (b) Déphasage non linéaire d’une impulsion calculé après propagation dans un guide de 2 cm dans différents cas. Dans la courbe “Full” le TPA, FCA et FCD sont considérés.

exploite la saturation de la puissance de sortie en fonction de la puissance d’entrée d’une impulsion courte (picoseconde ou femtoseconde) se propageant dans un nanoguide en Si. Les résultats expérimentaux reportés sur la figure 1.11 montrent ce phénomène. La puissance de sortie qui augmente initialement linéairement avec la puissance couplée est limitée à forte puissance à cause de l’absorption non linéaire du guide silicium. Ce phénomène est observable avec des impulsions picoseconde ou femtoseconde mais le mécanisme physique sous-jacent est différent dans les deux cas. Si on utilise des impulsions dans le régime femtoseconde, la limitation optique est générée par le TPA [42]. Par contre, en utilisant des impulsions picoseconde, l’absorption des porteurs libres, le FCA, domine sur l’absorption par TPA [57]. Sur la figure 1.11, on peut observer que le niveau de puissance pic, P_0 , à laquelle la puissance de sortie sature est similaire dans les deux régimes. Étant donné le rapport des durées des impulsions, T_0 , dans les conditions de la figure 1.11(b) et la figure 1.11(a) qui vaut 10 :1, l’énergie de l’impulsion, $E_p \approx P_0 T_0$, dans le régime picoseconde est d’un ordre de grandeur supérieure à celle de l’impulsion femtoseconde. Davantage de porteurs libres sont ainsi générés par l’impulsion picoseconde et les pertes par

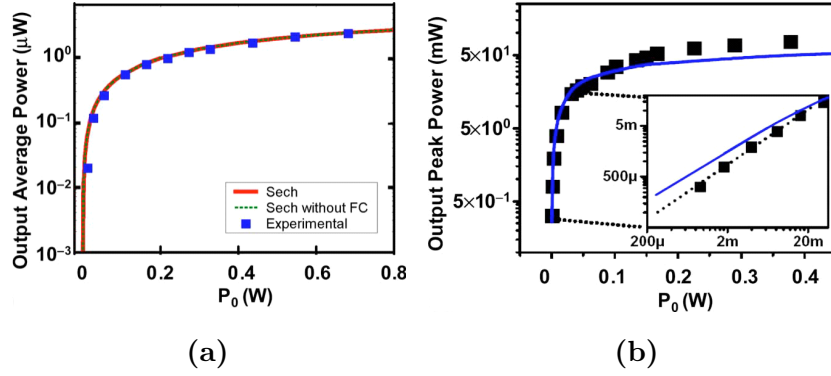


Figure 1.11 – Observation expérimentale du phénomène de saturation optique en fonction de la puissance pic en utilisant des impulsions d’une durée de 200 fs (a) [57] et de 1.8 ps (b) [42].

FCA augmentent jusqu’à dominer sur les pertes dues au TPA.

Une analyse quantitative des pertes relatives produites par TPA et par FCA peut être obtenue en partant de la NLSE [51]. Si on néglige les effet de la dispersion et des pertes linéaires dans l’équation (1.30) on a

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i\gamma |A|^2 A - \frac{\beta_{TPA}}{2A_{eff}} |A|^2 A - \left(\frac{\sigma}{2} - ik_c k_0\right) NA \quad (1.34)$$

En utilisant l’équation (1.25) et en négligeant le terme de recombinaison τ (valable pour une impulsion picoseconde ou femtoseconde avec un taux de répétition modeste \sim quelque 10 MHz), dans le cas d’une impulsion à amplitude gaussienne, la densité des porteurs libres atteint comme valeur maximum

$$\overline{N_m} = \frac{\sqrt{\pi}\beta_{TPA}P_0^2 T_0}{2\sqrt{2}\hbar\omega_0 A_{eff}^2} \quad (1.35)$$

La valeur maximum associée aux pertes par FCA s’élève à $\overline{\alpha}_{fc} = \sigma\overline{N_m}$. Le maximum des pertes par TPA au pic de l’impulsion s’élève à $\overline{\alpha}_{TPA} = \beta_{TPA}P_0/A_{eff}$. Le rapport entre les pertes par FCA et TPA est alors donné par

$$r = \frac{\overline{\alpha}_{fc}}{\overline{\alpha}_{TPA}} = \frac{n\sigma E_p}{2\sqrt{2}n_0\hbar\omega_0 A_{eff}} \quad (1.36)$$

où n est l’indice de réfraction, n_0 est l’indice effectif du mode et $E_p = \sqrt{\pi}P_0T_0$ est l’énergie de l’impulsion. Le rapport donné par l’équation (1.36) ne dépend pas du coefficient d’absorption à deux photons, β_{TPA} , mais, à une longueur d’onde donnée,

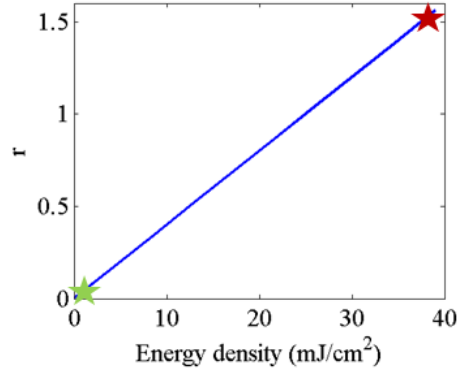


Figure 1.12 – Rapport entre les maxima d’absorption par FCA et TPA en fonction de la densité d’énergie des impulsions optiques utilisées. Les marques verte et rouge représentent les conditions utilisées par [42] et [57] respectivement.

il augmente linéairement avec la densité d’énergie dans le guide E_p/A_{eff} . Le rapport r est tracé en fonction de E_p/A_{eff} pour la longueur d’onde de 1550 nm sur la figure 1.12. On peut observer que le TPA domine sur le FCA si $E_p/A_{eff} \ll 25$ mJ/cm². On voit ainsi la différence entre les deux régimes utilisés dans les conditions expérimentales des mesures reportées en [42] et [57], et marqués par des étoiles sur le graphe de la figure 1.12, et on en peut en déduire le facteur principal des pertes non linéaires dans chacun des deux cas. En général, plus la densité d’énergie de l’impulsion est élevée et plus les pertes non linéaires sont dominées par le FCA.

Le TPA et les porteurs libres peuvent aussi être exploités pour des applications de traitement tout-optique du signal [54]. Par exemple, des interrupteurs tout-optique ont été réalisés en utilisant la dispersion induite par les porteurs libres générés par TPA dans des résonateurs en silicium réalisés sur SOI [58]. Cependant, la dynamique de ces dispositifs est limitée par le temps de recombinaison des porteurs libres, qui limite la vitesse de l’interrupteur autour de 500 ps [54]. En adoptant des techniques pour contrôler et diminuer le temps de recombinaison des porteurs libres, comme en utilisant une jonction p-i-n polarisée en inverse [59], des interrupteurs qui peuvent atteindre un temps de restauration de 50 ps ont été réalisés et pourraient potentiellement être utilisés pour moduler des signaux à des débits de 5 Gbit/s.

1.3.3 Traitement du signal tout-optique sur puce en SOI

Les phénomènes de SPM et de FWM présentés dans les sections 1.2.2 et 1.2.3 sont très importants pour le traitement tout-optique des signaux sur puce car ce sont des processus ultra-rapides permettant de modifier un signal par l'intermédiaire d'un autre signal lumineux (FWM) ou bien du signal lui-même (SPM). Des exemples d'application de ces phénomènes sur la plate-forme SOI sont reportés dans la suite de cette section.

Amplification paramétrique

Avec le FWM on peut potentiellement obtenir un gain sur une bande spectrale assez large. Ceci peut être exploité pour la réalisation d'un amplificateur optique paramétrique intégré. Comme discuté dans la section 1.2.3, le contrôle de la dispersion est fondamental pour exalter le processus de FWM. En ingénierant la dispersion d'un nanoguide en Si de sorte qu'elle soit faible et anormale ($\beta_2 < 0$), M. Foster et al. [60] ont mesuré un gain net du signal sonde (défini comme le rapport entre la puissance du signal sonde en sortie et en entrée du guide P_s^{out}/P_s^{in}) de 1.8 dB en régime de pompe impulsionnelle. En tenant compte des pertes par couplage, cela correspond à un gain net d'amplification du signal sonde hors-puce d'environ -10.5 dB. Dans cette démonstration sur Si le gain maximum obtenu par FWM est cependant fortement limité par les pertes nonlinéaires liées au TPA et FCA. Par ailleurs, des démonstrations plus récentes ont été réalisées sur des nanoguides en Si qui opèrent à des longueur d'onde plus élevées (cf. discussion de la section 1.4), proches du cut-off du TPA dans le silicium ($\lambda \approx 2200$ nm). En utilisant une pompe pulsée, X. Liu et al. [61] ont démontré de l'amplification paramétrique sur une plage de 220 nm (entre 2060 nm et 2280 nm) avec un gain du signal sonde maximum de 24 dB, soit plus de 20 dB de plus que ce qui était obtenu dans le proche-infrarouge [60]. Ce gain correspond à un gain net hors-puce, qui tient compte des pertes par couplage, autour de 10 dB.

Conversion en longueur d'onde

Les résultats précédents sont très prometteurs pour obtenir des dispositifs intégrés qui assurent des fonctions essentielles pour le traitement du signal tout optique sur puce. Par exemple, en plus de l'amplification paramétrique, le FWM peut être employé pour réaliser de la conversion en longueur d'onde tout-optique. En ingénierant la dispersion d'un nanoguide en Si (β_2 et β_4), de la conversion en longueur d'onde avec une efficacité autour de -15 dB et un désaccord spectral entre sonde et idler de 195 nm a pu être obtenue. Cette démonstration utilisait du FWM dégénéré dans des guides sur SOI de 1.8 cm de longueur en régime de pompe CW à la longueur d'onde de 1568 nm pour laquelle $\beta_2 = 0$ (figure 1.13(a)) [62]. En utilisant ce même nanoguide, une efficacité de conversion maximum autour de -12 dB sur plus de 45 nm de largeur de bande a été atteinte avec une pompe CW en régime de dispersion anormale (i.e. à 1550 nm pour le nanoguide en question) de 140 mW de puissance (figure 1.13(b)). Comme dans les démonstrations précédentes le gain maximum accessible par FWM dans le Si était fortement limité par les pertes non-linéaires liées au TPA et FCA. En particulier, dans le régime CW, ou à un taux de répétition élevé, les porteurs libres générés par TPA s'accumulent dans le guide et l'absorption augmente sensiblement, limitant l'efficacité du FWM. En utilisant

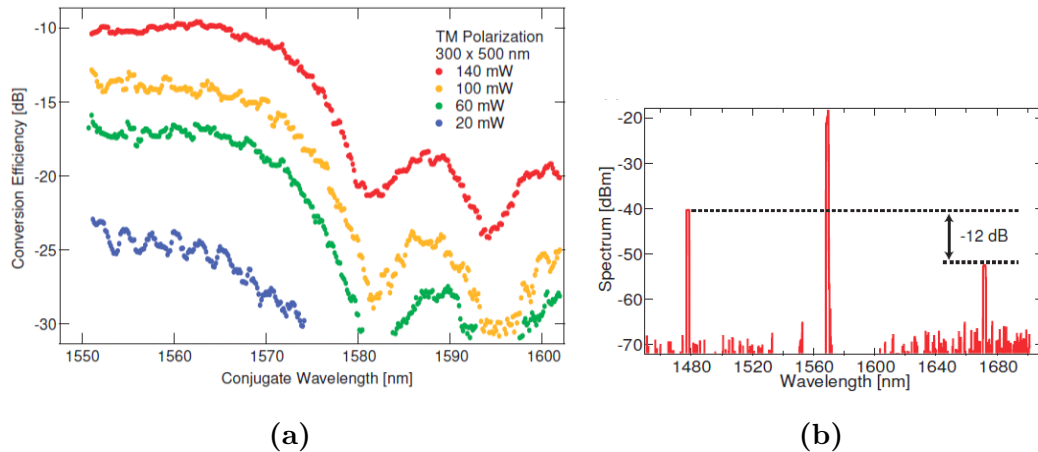


Figure 1.13 – (a) Efficacité de conversion du FWM sur une large bande (150nm) obtenu grâce à l'ingénierie de β_2 et β_4 . (b) Efficacité de conversion du FWM mesuré pour différentes puissances de pompe. Reproduit depuis [62].

Table 1.1 – Démonstrations clés du FWM sur plate-forme SOI. Légende : gain net d’amplification sur puce $G_s = P_s^{out}/P_s^{in}$ rapport entre la puissance en sortie et en entrée du guide du signal sonde ; CE= P_i^{out}/P_s^{in} efficacité de conversion sur puce (équation (1.24)) ; $\Delta\lambda$: largeur de bande de conversion du FWM (écart spectral entre sonde et idler) ; Bande : plage de longueur d’onde où le FWM a été démontré ; P_p : puissance de pompe pic couplée (I=impulsion, CW=signal continu), L : longueur du nanoguide utilisé.

Ref.	G_s (dB)	CE (dB)	$\Delta\lambda$ (nm)	Bande (nm)	P_p (W)	L (mm)	$\gamma P_p L_{eff}$
[60]	1.8	2.8	80	1511-1591	12 (I)	17	53.4
[61]	24	25.4	220	2060-2280	27.9 (I)	4	11.2
[62]	NA	-12	48	1526-1574	0.14 (CW)	20	0.6
[63]	NA	-9	3	1539-1545	0.4 (CW)	80	2.1

une jonction p-i-n sous tension inverse, il est possible de balayer les porteurs libres qui sont générés par TPA hors du coeur du guide et donc de réduire les pertes non linéaires associées. Cette technique a permis d’atteindre récemment une efficacité de conversion de -9 dB avec toutefois un écart spectral réduit à 3 nm entre l’idler et la pompe à 1542 nm [63].

Un récapitulatif des résultats obtenus pour ces démonstrations clés est présenté dans le Tableau 1.1. Pour les applications dans les télécommunications, des signaux pompe CW sont nécessaires afin d’assurer un gain qui ne varie pas dans le temps et éviter ainsi de devoir synchroniser les signaux de pompe et de données pour amplifier ou convertir le signal comprenant les données. Le Tableau 1.1 illustre cependant la difficulté à obtenir un gain net positif en régime CW à la longueur d’onde de 1.55 μm avec la plate-forme SOI. Ceci est entravé par le fort TPA du silicium à cette longueur d’onde, et surtout, au FCA en résultant. Afin d’éviter les effets liés aux phénomènes d’absorption nonlinéaire, néfastes pour ce type d’applications, des alternatives pour réduire le TPA sont actuellement recherchées et font l’objet de la section 1.3.4.

Régénération du signal

Une autre application des phénomènes d'optique non linéaire pour le traitement de l'information est la régénération tout-optique d'un signal. Les signaux optiques contenant les données qui sont transmis à travers les systèmes de communications sont dégradés à cause de la dispersion et des nonlinéarités des fibres optiques. Le bruit qui est généré par ces processus représente un frein à l'augmentation du débit de données dans les réseaux de télécommunication (et l'utilisation de format d'encodage de données avancés). Ce problème rend nécessaire le développement de dispositifs capables de régénérer le signal d'information et opérant sur de larges bandes spectrales et à des débits élevés. Le but du régénérateur est de refaçonner, resynchroniser et reamplifier le signal contenant les données (régénération 3R) pour en améliorer la qualité et diminuer le taux d'erreurs au niveau du receveur. Puisque l'optique

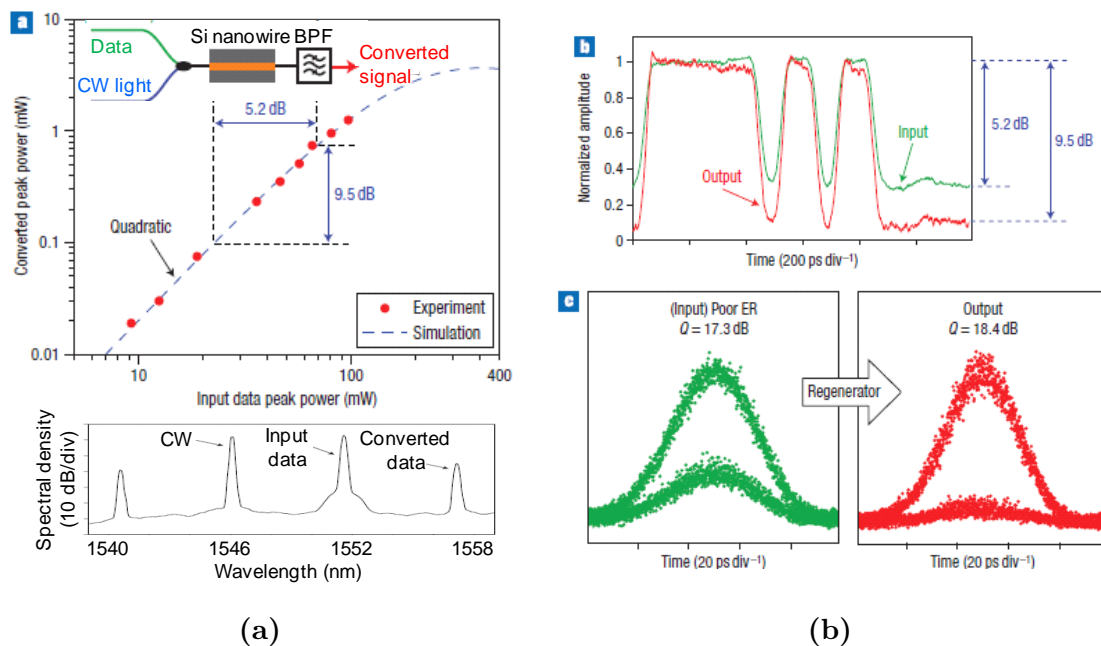


Figure 1.14 – (a) Puissance convertie à la longueur d'onde de l'idler en fonction de la puissance de pompe (signal de données). En insert, le montage expérimental du régénérateur est schématisé. En bas le spectre en sortie de guide, modifié par FWM, est montré. (b) En haut comparaison entre le signal de données (input) et le signal idler converti par FWM. En bas diagrammes de l'oeil avant et après régénération à 10 Gbit/s en utilisant un format d'encodage NRZ. Reproduit depuis [27].

peut être plus performante que l'électronique pour des tâches simples de traitement des signaux à très haut débit, la réalisation de régénérateurs tout-optiques est fortement souhaitée. Les fonctions de refaçonnement et de resynchronisation nécessitent un système avec une réponse nonlinéaire comme obtenue par les matériaux $\chi^{(3)}$. Par exemple, dans la démonstration de Salem et al. [27], représentée sur la figure 1.14(a), le signal contenant l'information est transmis par un nanoguide où un processus de FWM dégénéré est stimulé en utilisant le signal de données comme pompe et un signal CW comme sonde (cf. le bas de la figure 1.14(a)). Le signal idler généré par ce processus est le signal de données régénéré et converti à une autre longueur d'onde. En effet, grâce à la dépendance quadratique entre la puissance de la pompe et celle de l'idler, tracée sur la figure 1.14(a), le signal de données initial est "rectifié", comme montré en haut de la figure 1.14(b), où l'on voit une augmentation du rapport signal sur bruit pour l'idler par rapport au signal initial. En utilisant cette configuration, le taux d'extinction (ER) au niveau du receveur a été augmenté de 4.3 dB en utilisant un signal RZ à 10 Gbit/s [27]. L'amélioration de la qualité du signal permise par le régénérateur dans cette démonstration est visible dans les diagrammes de l'oeil présentés en bas de la figure 1.14(b). En utilisant la configuration illustrée sur la figure 1.14(a), le signal régénéré n'est pas resynchronisé. Cela peut être obtenu en remplaçant le signal CW par un signal d'horloge à la fréquence du signal contenant l'information [27].

Une autre démonstration de régénérateur tout-optique sur puce exploite la configuration initialement proposée par P.V. Mamyshev [65]. Le processus de SPM est excité en utilisant un nanoguide en Si et le filtre passe bande intégré est implémenté par un résonateur en anneau [64]. Le signal contenant les données est centré à la longueur d'onde de 1552.5 nm tandis que la réponse du résonateur en anneau est centrée à 1550.5 nm et avec une largeur à la mi-hauteur de 0.75 nm, figure 1.17. Quand la puissance augmente, l'élargissement spectral de l'impulsion augmente par SPM, mais, comme la transmission du filtre passe bande ne change pas, cela se traduit par une perte de transmission du signal et la fonction de transfert représentée sur la figure 1.15(b) est obtenue.

Bien que ce système basé sur le SPM soit une solution simple pour la régénération

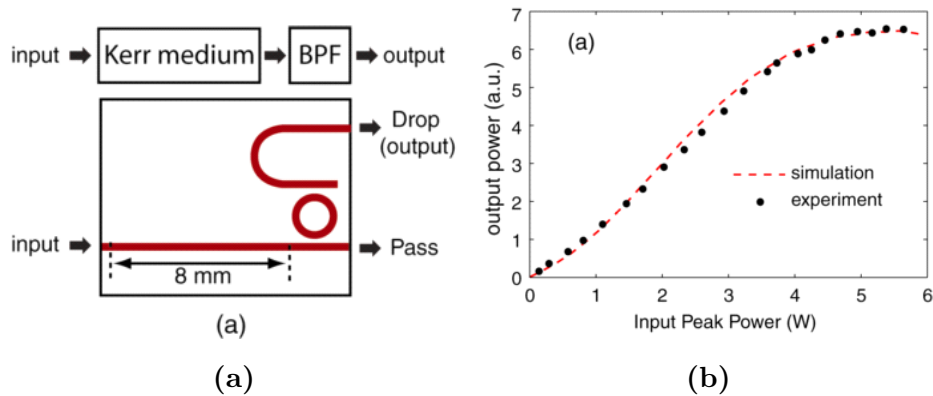


Figure 1.15 – (a) Concept permettant la régénération tout-optique d’un signal en utilisant le processus de SPM. (b) Fonction de transfert entre la sortie et l’entrée du dispositif. Reproduit depuis [64].

d’un signal car il ne nécessite aucun signal supplémentaire pour le refaçonnement du signal contenant les données, cette configuration ne peut pas assurer la fonction de resynchronisation [27]. De plus, il nécessite des impulsions avec une durée très courte et une puissance pic, P_0 , plus élevée qu’en utilisant le FWM (e.g. $P_0 \approx 5$ W avec le SPM [64] versus $P_0 \approx 0.1$ W avec le FWM [27]).

Multiplexage/démultiplexage

Un dernier exemple d’application des phénomènes d’optique non linéaire pour des applications de traitement de l’information est le multiplexage/démultiplexage des signaux. Par exemple, le FWM a été exploité pour des démonstration de démultiplexage temporel d’un signal de données ultra-rapide [26, 66]. Dans le scénario de la figure 1.16(a), un signal de contrôle à la fréquence temporelle du signal demultiplexé est utilisé comme pompe pour convertir une fraction du signal de données. En choisissant la fréquence du signal de contrôle comme un sous-multiple de la fréquence du signal de données initial et en synchronisant ces deux signaux, on obtient à la longueur d’onde du signal converti, une sous-partie des données, à la fréquence (plus faible) imposée par le signal de contrôle. Un exemple de spectre de sortie comprenant le signal de contrôle (10GHz clock), le signal de données (variant à 1.28Tb/s), et le signal converti (10Gbit/s) est présenté sur la figure 1.16(b). En utilisant ce scénario,

Ji et al. [26] ont démontré du démultiplexage temporel d'un signal OTDM DPSK de 1.28 Tbit/s en 128 canaux de données modulés à 10 Gbit/s. Cette démonstration montre le potentiel des nanoguides en silicium pour le démultiplexage tout-optique d'un signal à très haut débit qui est une fonction importante pour permettre d'augmenter le débit total des futurs réseaux de télécommunication en exploitant plus efficacement la bande disponible.

Le phénomène de SPM peut également être exploité pour le multiplexage. Par exemple, en [67], le SPM est proposé comme moyen pour la génération d'un continuum spectral qui pourrait être utilisé pour implémenter un système de multiplexage en longueur d'onde (WDM) intégré sur puce. Dans cet exemple, des résonateurs en anneaux (qui agissent comme des filtres passe bande intégrés) sont utilisés pour filtrer le spectre du continuum sur chaque canal du système WDM, comme montré sur la figure 1.17.

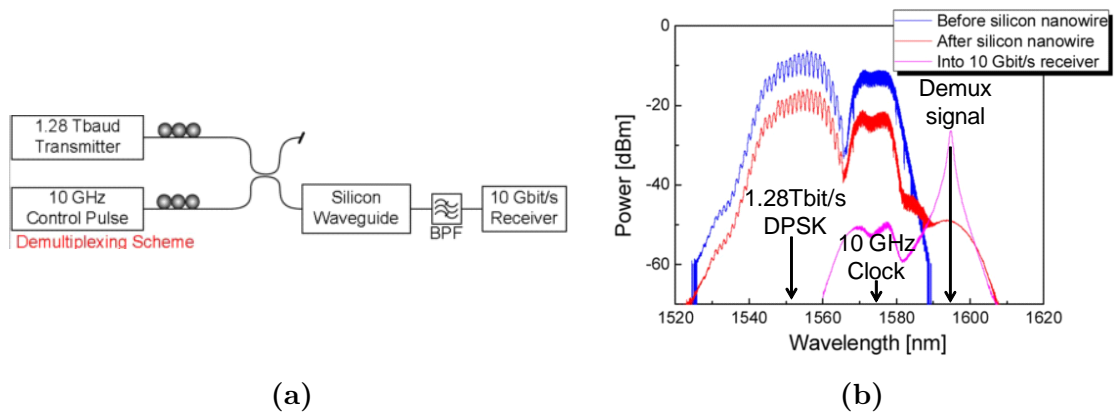


Figure 1.16 – (a) Schéma d'un scénario de démultiplexage temporel d'un signal de données de 1.28 Tbit/s à 10 Gbit/s. (b) Spectre d'entrée et de sortie du nanoguide. Le FWM génère un signal à la longueur d'onde de 1595 nm dans les fenêtres temporelles pour lesquelles le signal de contrôle à 1574 nm est présent. Reproduit depuis [26].

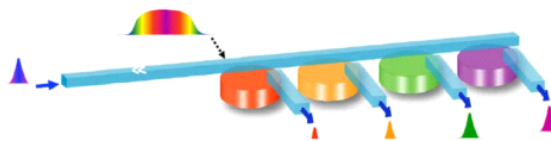


Figure 1.17 – Concept de système WDM intégrable sur puce basé sur le SPM [67].

Effet Raman

Compte tenu de son importance, on ne peut pas éluder complètement l'utilisation de l'effet de diffusion Raman stimulée dans le silicium pour des démonstrations de dispositifs tout-optiques sur SOI. À la différence des phénomènes analysés dans ce chapitre, et plus généralement dans cette thèse, l'effet Raman est un phénomène non linéaire d'origine moléculaire. Dans ce processus, un photon incident de fréquence ω est annihilé et un photon de fréquence décalée de la fréquence de Stokes, ω_s , est généré. La différence d'énergie entre le photon annihilé et le photon généré est "absorbée" par le réseau cristallin sous la forme d'un phonon d'énergie $\hbar\omega_\nu$, où $\omega_s = \omega - \omega_\nu$ [1]. En exploitant la forte réponse Raman dans le silicium, et malgré des difficultés liées à l'existence de TPA et FCA, des amplificateurs optiques ont été démontrés en utilisant des nanoguides sur plate-forme SOI. Xu et al. ont ainsi mesuré un gain de 3.1 dB à 1603 nm avec une pompe impulsionnelle à 1480 nm possédant une puissance pic de 2.8 W (sans utiliser de jonction p-i-n polarisée en inverse) [68]. Le spectre du gain Raman dans le silicium cristallin est très étroit (~ 1 nm) ce qui peut se révéler un avantage pour l'amplification d'un seul canal dans un système WDM. Enfin, le fort gain de l'effet Raman a été utilisé pour la réalisation de lasers intégrés en silicium à 1.55 μm [69–71]. Comme dans les démonstrations précédentes, le gain obtenu est cependant limité par les phénomènes d'absorption non linéaire.

De manière générale, l'absorption non linéaire limite fortement les performances des dispositifs tout-optique, surtout en régime CW. Ces pertes dépendent intrinsèquement du matériau utilisé (pour une longueur d'onde donnée). Cela a motivé la définition d'un facteur de mérite permettant d'évaluer et comparer le potentiel de différents matériaux pour les applications de traitement tout-optique de l'information. C'est l'objet de la section suivante.

1.3.4 Facteur de mérite non linéaire

Comme mentionné à plusieurs reprises dans ce chapitre, les pertes non linéaires (TPA et FCA) limitent fortement l'efficacité des phénomènes d'optique non linéaire.

Pour certaines applications où une forte réponse non linéaire est nécessaire, comme par exemple l'amplification paramétrique avec un gain net positif sur puce en régime CW, il est nécessaire d'avoir un matériau avec un n_2 élevé et, en même temps, un β_{TPA} faible ou quasi nul. Pour évaluer le potentiel d'un matériau pour ces applications d'optique non linéaire, on définit un facteur de mérite non linéaire (FOM) comme $FOM = n_2/\beta_{TPA}\lambda$. Plus le FOM sera élevé et plus l'effet Kerr sera important par rapport au taux d'absorption par TPA à la longueur d'onde λ . Cela implique que l'intensité pic de l'impulsion nécessaire pour obtenir la même modification de l'indice de réfraction par effet Kerr diminue a priori pour un FOM plus élevé. Pour le silicium, à la longueur d'onde $\lambda = 1550$ nm, le FOM est seulement de $0.3 - 0.5$ [25]. Cette faible valeur a motivé une thématique de recherche actuellement très active, qui consiste à trouver une solution pour augmenter le FOM. Pour atteindre cet objectif, deux stratégies ont été suggérées : conserver le Si mais changer de longueur d'onde d'opération ou utiliser un autre matériau que le Si à longueur d'onde fixe. Dans le premier cas, en exploitant une longueur d'onde plus élevée, et donc une énergie des photons moins importante, deux photons combinés ont une énergie en dessous du gap du silicium de sorte qu'ils ne peuvent pas être simultanément absorbés par TPA. Le seuil en longueur d'onde du TPA dans le Si est autour de $2.2 \mu\text{m}$. On a déjà discuté (dans la section 1.3.3) de l'amélioration du gain paramétrique net produit par FWM dans des nanoguides en Si qui atteint un niveau record (≈ 24 dB) en utilisant un signal de pompe à ces longueurs d'onde plus élevées [61]. Différentes équipes ont également réussi à démontrer la génération de supercontinuum [29] en pompant avec des impulsions centrées autour de $2 \mu\text{m}$, c'est à dire dans le moyen infrarouge. En effet, grâce à un faible TPA, des $FOM > 30$ peuvent être obtenus. Dans la deuxième approche, il s'agit de trouver un matériau avec une énergie de gap suffisamment élevée pour éviter, ou limiter, le TPA à $\lambda = 1550$ nm. Ce matériau alternatif doit également avoir un n_2 important à cette longueur d'onde. Des études faites dans cette direction ont porté sur des semiconducteurs III-V à grand gap comme le GaInP ($E_g = 1.9$ eV) [72], et le GaP ($E_g = 2.26$ eV), ou du silicium amorphe hydrogéné (a-Si :H) [74, 80–82]. Des démonstrations de traitement tout optique de l'information avec des performances significatives ont d'ailleurs été réalisées sur ces différentes

Table 1.2 – Facteur de mérite non linéaire de différents matériaux à la longueur d’onde de 1550 nm et exemples de demultiplexage tout-optique avec un guide de longueur L , puissance de pompe P_p et une efficacité de conversion CE (net sur puce). Grâce à son énergie de bande interdite élevée, le GaInP n’a pas de TPA à 1550 nm, de sorte que le FOM n’est pas mesurable.

Propriétés intrinsèques du matériau				Demultiplexage avec FWM				
Matériau	$n_2 \times 10^{-18}$ (m ² /W)	β_{TPA} (cm/GW)	FOM	Ref.	L (mm)	P_p (mW)	CE (dB)	Débits
c-Si [37]	4.5	0.79	0.37	[26]	5	450	-7	1.28 Tb/s à 10 Gb/s
GaInP [72]	6	NA	NA	[73]*	1.5	100	-35	10.56 Gb/s à 330 Mb/s
a-Si :H [74]	11.9	0.14	5.5	[75]	17	30	-11.7	172 Gb/s à 43 Gb/s
As ₂ S ₃ [76]	2.9	6.2×10^{-4}	304	[77]	70	135	-12.8	160 Gb/s à 40 Gb/s
SOH [78]	17	0.8	2.19	[79]	4	48	-32	170.8 Gb/s à 42.7 Gb/s

* Démonstration employant un guide à cristaux photoniques (voire chapitre 2).

plate-formes [26, 73, 75, 79]. Notons que parmi ces matériaux, seul le a-Si :H conserve la compatibilité avec le système de fabrication CMOS et c’est donc le matériau qui a été privilégié dans cette thèse et sera étudié aux chapitres 3 et 4. D’autres matériaux avec un FOM élevé comme les chalcogénures (As₂S₃) [83] ou des matériaux organiques inclus dans des structures hybrides à base de silicium (SOH) [78] ont aussi été étudiés. En dehors de l’incompatibilité de ces matériaux avec le processus CMOS, le problème principal reste la stabilité des leurs propriétés optiques. Une comparaison des propriétés non linéaires (n_2 , β_{TPA} et FOM) de ces différents matériaux est résumée dans le tableau 1.2. Ce tableau illustre également les différences de performances atteintes sur ces diverses plate-formes à travers l’exemple de réalisation d’un demultiplexeur temporel. La puissance de pompe dans les démonstrations utilisant ces nouvelles plate-formes est inférieure à celle utilisée avec le c-Si. Pour l’instant l’efficacité de conversion le plus élevé est sur le c-Si mais cela est principalement dû

au degré de maturité de la technologie associée, qui permet de réduire les pertes par couplage et propagation sur cette plate-forme par rapport aux autres.

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, on s'est intéressé à l'utilisation de l'optique non linéaire dans des plate-formes SOI intégrées pour faire du traitement tout optique de l'information sur puce. Après avoir présenté les phénomènes non linéaires du troisième ordre, on a vu comment la forte réponse non linéaire du Silicium cristallin ($n_2 \approx 6 \times 10^{-18} m^2/W$ à $1.55 \mu m$) combinée à la compatibilité de ce matériau avec la filière de fabrication CMOS et la forte différence d'indice de réfraction dans la plate-forme SOI rendaient ce matériau très attractif pour les applications d'optique non linéaire sur puce. Nous avons également présenté un cadre théorique simplifié permettant de modéliser la propagation d'un signal lumineux dans une structure d'optique guidée en utilisant l'équation non linéaire de Schrödinger. Ce modèle, qui met en évidence les paramètres importants (comme le paramètre γ et l'impact des pertes par propagation) pour renforcer les effets non linéaires dans les structures guidées sera utilisé pour analyser les mesures non linéaires présentées dans les chapitres 3 et 4. Nous avons discuté en détail des effets qui sont particulièrement importants pour des applications du traitement tout optique de l'information, comme le SPM et surtout le FWM. Nous avons mis en évidence que le contrôle de la dispersion du mode guidé était fondamental pour exalter ces phénomènes non linéaires. Enfin, nous avons dressé un panorama (non exhaustif) présentant des démonstrations récentes d'optique non linéaire réalisées sur la plate-forme SOI en se concentrant sur les phénomènes utiles pour le traitement tout optique du signal (régénération tout-optique, amplification paramétrique ou démultiplexage temporel de signaux ultra-rapides utilisant du SPM ou du FWM). Ces résultats illustrent le caractère prometteur de l'optique non linéaire pour la réalisation de fonctions de traitement tout-optique de l'information dans des structures d'optique intégrée. Malgré les résultats marquants obtenus sur la plate-forme SOI, les performances actuelles de ces démonstrations sont limitées par la forte absorption non linéaire du Si à la longueur d'onde utilisée ($1.55 \mu m$). Si

l'on souhaite conserver la longueur d'onde de travail pour ces applications, devenue désormais un standard dans le domaine des télécommunications, la recherche d'une nouvelle plate-forme est nécessaire pour dépasser les limites du silicium cristallin. Dans ce contexte, nous avons exploré, dans cette thèse, le potentiel du a-Si :H qui possède un facteur de mérite nonlinéaire plus élevé que le silicium cristallin, et reste un matériau compatible CMOS, qui se prête à priori à un fort niveau d'intégration et à une production d'échelle.

Si, par contre, on s'autorise à changer de longueur d'onde, le silicium cristallin et ses alliages dérivés (comme le SiGe) restent pertinents car ils présentent des facteurs de mérite plus élevés à des longueurs d'onde plus hautes que 1550 nm. Dans le cadre de cette thèse, nous avons exploré les propriétés non linéaires du silicium germanium dans le moyen infrarouge.

Enfin, dans ce chapitre nous n'avons considéré que des structures simples, basées sur des nanoguides. Dans le prochain chapitre on verra que les atouts offerts par ces structures, en termes de confinement optique pour renforcer les effets nonlinéaires, peuvent être encore améliorés en utilisant des structures d'optique intégrée plus complexes comme les cristaux photoniques.

Chapitre 2

Cristaux photoniques pour l'exaltation des phénomènes optiques nonlinéaires

Une fois le matériau diélectrique possédant une forte réponse nonlinéaire choisi, les phénomènes nonlinéaires peuvent être exaltés en utilisant des structures qui permettent d'augmenter l'intensité lumineuse dans le matériau. Cette approche complémentaire permet d'aller plus loin dans la miniaturisation des composants (tels que ceux présentés au chapitre 1) réalisés et de réduire leur consommation en puissance. Dans le chapitre précédent, nous avons vu comment les nanoguides en silicium, présentant un fort confinement optique dans la section du guide, ont été exploités dans ce sens pour les applications d'optique nonlinéaire. Dans ce chapitre on s'intéresse à une autre catégorie de structures d'optique intégrée : les cristaux photoniques (CP). Les principes physiques sous-jacents de ces structures sont évoqués dans la première section. En introduisant des défauts dans la structure d'un CP, on peut réaliser des guides d'onde ou des cavités dans lesquels la lumière est confinée dans des sections ou des volumes qui sont de l'ordre de (voire même inférieurs à) la longueur d'onde, soit autour de $(\lambda/n)^3$, [22, 84]. Les propriétés principales des cavités et des guides à CPs sont ensuite décrites dans la section 2. Comme exemple d'application à l'optique nonlinéaire, des résultats obtenus en utilisant une cavité

à CP pour la génération de deuxième harmonique sont également présentés dans cette partie. Les guides à CP sont décrits plus en détails dans la section 3. Ces structures offrent un confinement optique similaire à celui des nanoguides mais ils offrent également un plus grand degré de liberté dans l'ingénierie de la dispersion. En particulier, nous décrirons en section 4 la stratégie que nous avons adoptée dans le chapitre 4 pour obtenir un guide à CP capable de soutenir un mode à faible vitesse de groupe et permettant une exaltation des phénomènes optiques nonlinéaires plus importante qu'avec les nanoguides présentés dans le chapitre 1.

2.1 Propriétés des Cristaux Photoniques

Les cristaux photoniques (CP) sont des structures périodiques de matériaux diélectriques de période de l'ordre de la longueur d'onde (cf. figure 2.1). On peut distinguer des CPs périodiques suivant une-dimension (1D), deux-dimensions (2D) et trois-dimensions (3D). L'exemple le plus simple d'une structure à CP 1D est le miroir de Bragg, où des couches de deux semiconducteurs d'indices de réfraction différents sont périodiquement alternées comme représenté sur la figure 2.1(a).

Une caractéristique fondamentale des CPs est que leur période est du même

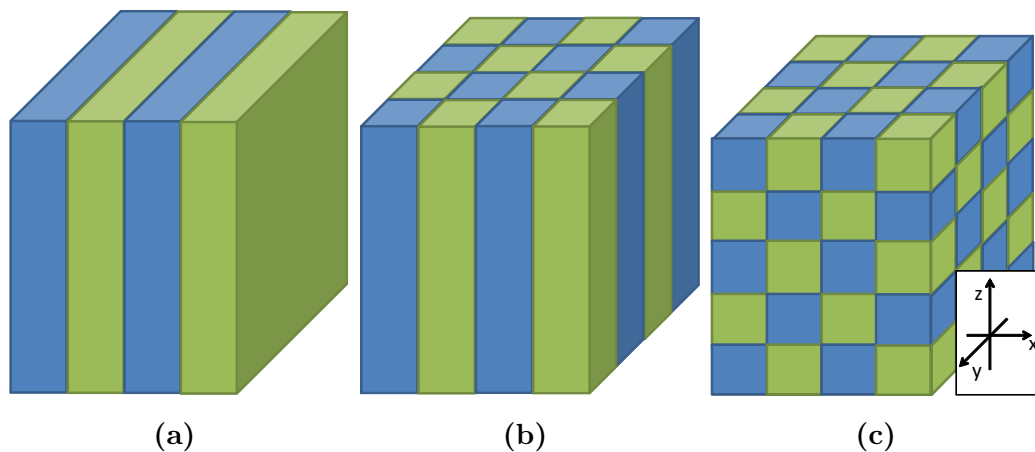


Figure 2.1 – Exemples de structures à cristaux photoniques à une, (a), deux, (b), et trois, (c), dimensions. Les deux couleurs utilisées représentent les deux matériaux d'indices différents qui constituent le CP.

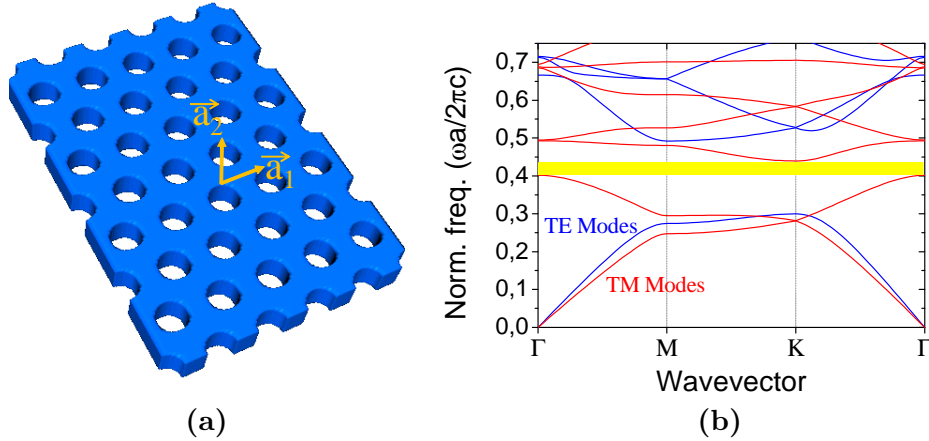


Figure 2.2 – (a) Une structure CP à motif triangulaire est représentée avec les deux vecteurs du motif élémentaire a_1 et a_2 . (b) Diagramme de dispersion pour la lumière polarisée en TE (bleu) ou TM (rouge). La bande interdite entre les fréquences normalisées 0.402 et 0.44 est représentée en jaune.

ordre de grandeur que la longueur d'onde de la lumière utilisée. Cet aspect est au cœur des propriétés des CPs. Grâce à cette structure périodique et à la différence d'indice de réfraction entre les matériaux du CP, le champ électromagnétique est diffracté à chaque interface entre les deux matériaux du CP. Toutes ces petites contributions interagissent les unes avec les autres en formant une figure d'interférence périodique. Les modes qui existent dans ces structures ont une amplitude qui varie périodiquement, avec la même période spatiale que le CP, et ils sont exprimés en utilisant le formalisme de Bloch, [85]. Les CP modifient ainsi radicalement les propriétés de l'onde électromagnétique qui tente de s'y propager. En particulier, ces structures peuvent donner lieu à l'apparition d'une bande interdite photonique (BIP), c'est à dire une bande de fréquences pour laquelle la lumière ne peut pas se propager dans le CP, [85].

Pour illustrer les propriétés des CPs, on prend comme exemple le CP 2D représenté sur la figure 2.2(a), qui correspond à une géométrie proche des structures étudiées dans cette thèse. Dans cet exemple, on considère que la structure est infinie selon l'axe orthogonal au plan du motif du CP (invariance par translation) et on étudie uniquement les modes se propageant parallèlement à ce plan. Le motif périodique est donné par l'arrangement particulier des trous d'air ($n=1$) dans le silicium ($n=3.47$).

Pour décrire un CP on définit les vecteurs de base qui permettent de générer le réseau par translation du motif élémentaire. Sur la figure 2.2(a), \vec{a}_1 et \vec{a}_2 sont les deux vecteurs de base du réseau. Dans l'exemple considéré, le motif du CP est triangulaire, avec un angle de 60° entre les vecteurs \vec{a}_1 et \vec{a}_2 , un rayon des trous de 180 nm et une période de 400 nm. On définit la polarisation transverse-électrique (TE) comme le mode de composantes (E_x, E_y, H_z) et la polarisation transverse-magnétique (TM) comme le mode de composantes (H_x, H_y, E_z) où le plan x-y est le plan du CP. Afin d'analyser les propriétés spectrales de cette structure, on représente le diagramme de dispersion des modes avec une polarisation TE ou TM sur la figure 2.2(b), qui a été calculé en utilisant la méthode des ondes planes (voir Annexe A). Le calcul est effectué pour des valeurs de vecteurs d'onde comprises dans la zone de Brillouin irréductible car les propriétés des modes sont périodiques, [85]. Sur ce diagramme de dispersion, on peut observer l'apparition d'une BIP pour des fréquences réduites ($u = \omega a/2\pi$) comprises entre 0.402 et 0.44, pour lesquelles aucun mode TE ou TM n'existe. Dans les cas pratiques, afin de simplifier la phase de conception des CPs, généralement on se contente d'avoir une BIP pour une seule polarisation (i.e. TE dans cette thèse), ce qui est souvent suffisant à condition que les couplages TE/TM soient faibles. L'interdiction de la propagation des photons dans le CP pour cet intervalle de fréquences est particulièrement utile en photonique intégrée pour une variété d'applications [22, 84].

Les structures à CP utilisées dans cette thèse sont des CPs 2D réalisés sur des membranes, i.e. une couche de matériau à haut indice entourée d'un matériau de bas indice. Sur plate-forme SOI, le motif du CP est transféré sur la couche de silicium supérieure et la silice au-dessous peut être sous-gravée pour avoir une membrane suspendue dans l'air. Alternativement (et c'est la configuration que nous utilisons dans cette thèse), la couche de silicium avec le CP peut être entourée par de la silice. Contrairement à la structure associée à la figure 2.2(a), infinie verticalement, l'indice de réfraction varie verticalement (orthogonalement au motif du CP) dans les structures à CPs fabriquées sur des membranes de quelques centaines de nanomètres d'épaisseur. En utilisant ces structures à membrane, le confinement de la lumière dans le plan x-y, (plan du CP), est garanti par la BIP qui dépend de la géométrie du

CP. Par contre, le confinement vertical, le long de l'axe z , est obtenu par réflexion totale interne à l'interface entre la membrane et le matériau qui l'entoure et dépend donc seulement de la différence d'indice entre ces deux couches. Pour ce type de structures, on définit la ligne de lumière qui suit la relation $k = \omega n/c$ où n est l'indice de réfraction du matériau entourant la membrane et c est la vitesse de la lumière dans le vide. Les modes situés (en énergie) au-dessous de cette ligne sont verticalement confinés dans la membrane par réflexion totale interne. Par contre, les modes au-dessus de la ligne de lumière peuvent se coupler au continuum de modes se propageant dans le matériau non structuré entourant le CP. Cela signifie que, dans le cas d'un guide, les pertes par propagation de ces modes sont généralement plus importantes que pour les modes sous la ligne de lumière qui ont des pertes théoriquement nulles. De la même manière, la contribution de ces modes "à pertes" réduit le facteur de qualité pour une cavité à CP sur membrane [86].

Les deux sections suivantes (sections 2.2 et 2.3) seront consacrées à l'étude, respectivement, des cavités et des guides qui peuvent être réalisés en introduisant des défauts dans un CP 2D. En particulier on montre comment ces structures peuvent être intéressantes pour des applications d'optique nonlinéaire et quels sont les avantages et inconvénients de ces structures en comparaison des nanoguides décrits dans le premier chapitre.

2.2 Cavités à Cristaux Photoniques

Le concept de cavité est très utilisé en photonique pour un grand nombre d'applications incluant la réalisation de microlasers, de capteurs, la démonstration d'effets d'électrodynamique quantique etc... Grâce à une concentration de l'intensité du champ électromagnétique dans la cavité, les interactions entre lumière et matière sont exaltées. Pour l'optique nonlinéaire en particulier, ce type de structures permet ainsi d'améliorer l'efficacité des phénomènes nonlinéaires en augmentant la densité d'énergie du champ électrique dans le matériau. Puisque les phénomènes nonlinéaires d'ordre n dépendent de la puissance n -ième de l'intensité de la lumière, I^n , en première approximation, l'amélioration de l'efficacité de ces phénomènes dans

une cavité sera proportionnelle à $(Q/V)^n$, où Q est le facteur de qualité et V est le volume du mode résonant [34]. Ce rapport Q/V , qu'on retrouve dans le facteur de Purcell [84], indique essentiellement la capacité de la cavité à emmagasiner l'énergie du champ électromagnétique dans un volume réduit et pendant un temps long, donc plus il est élevé et plus l'intensité du champ à l'intérieur de la cavité est élevée.

2.2.1 Principes des cavités à cristaux photoniques

Une cavité à CP est réalisée en introduisant un défaut dans le réseau périodique, par exemple en éliminant un ou plusieurs trous. Par ce biais, la lumière avec des longueurs d'onde comprises dans la BIP, peut exister à l'intérieur du défaut sous la forme de modes de cavités obtenus par réflexion au niveau du CP. Une autre méthode utilisée pour créer une cavité dans un CP est le concept d'hétérostructure [87, 88]. Cela consiste à varier localement le facteur de remplissage (ou la période) dans le CP afin de décaler la fréquence de la bande interdite, comme représenté sur la figure 2.3(a). Cela fait apparaître des modes localisés dans la zone centrale du CP, qui constitue la cavité, et dont la fréquence se trouve dans la BIP du CP de part et d'autre, qui constitue ainsi une barrière réfléchissante.

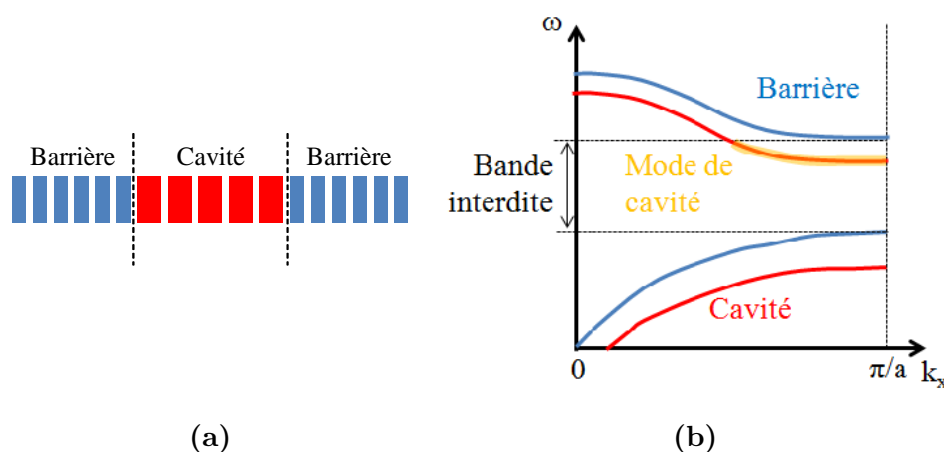


Figure 2.3 – (a) Exemple de cavité à CP 1-D. (b) Diagramme de dispersion associé à la cavité en (a). Le mode de cavité est obtenu en exploitant le déplacement de la bande interdite photonique pour le CP central (rouge) qui possède un facteur de remplissage différent du CP (bleu) formant la barrière.

Table 2.1 – Comparaison des facteurs de qualité et volumes effectifs des modes typiquement obtenus dans différentes typologies de cavités.

Structure	Q	V $(\lambda/n)^3$	Q/V $(\lambda/n)^{-3}$	Δn
2D CP [89]	$\sim 10^6$	0.5 – 2	$\sim 10^6$	2.4
1D CP [90]	5.8×10^4	0.6	$\sim 10^5$	2.4
Toroïdes [91]	$\sim 10^8$	$> 10^2$	$\sim 5 \times 10^4$	1.4
Micro-anneaux [92]	$\sim 10^6$	$\sim 10^2$	$\sim 10^3$	0.6
Plasmonique [93]	10	10^{-3}	$\sim 10^4$	1.3

En utilisant les CPs, il est possible de fabriquer des cavités avec un facteur de qualité très élevé ($\sim 10^5 - 10^6$) et un volume modal très petit ($\sim 0.5 - 2(\lambda/n)^3$) [89]. Sur le tableau 2.1 on peut observer que le rapport Q/V est plus élevé dans les cavités à CPs que dans d'autres structures. Par exemple, les résonateurs en anneaux ou toroïdes ont un très haut facteur de qualité Q mais au prix d'un volume V plus élevé tandis que les cavités plasmoniques présentent un volume très faible mais l'absorption du métal dégrade fortement le facteur de qualité accessible.

En raison de ce meilleur rapport Q/V , les cavités à CPs ont été utilisées pour démontrer plusieurs phénomènes d'optique nonlinéaires avec des efficacités record. Par exemple, de tels microrésonateurs ont ainsi permis la démonstration de commutateurs ultra-rapides consommant moins de 1 fJ/bit [94], de la génération de troisième et deuxième harmonique en régime CW [34] ou des dispositifs bistables potentiellement utiles pour réaliser des mémoires optiques [95, 96].

Un aspect important de ces structures pour les applications de traitement tout-optique de l'information est le couplage au mode résonant. En augmentant le facteur de couplage η_c (défini, par exemple dans la configuration en diffusion résonante (RS), comme le rapport entre l'intensité du signal transmis à la fréquence de résonance et l'intensité incidente sur la cavité [34]), l'efficacité des phénomènes nonlinéaires se trouve améliorée à égalité de puissance incidente sur la cavité. De ce point de vue, il est important de considérer le facteur $(\eta_c Q/V)^n$, comme montré par M. Galli et al en [34], pour évaluer le bénéfice de l'utilisation d'une cavité pour les applications

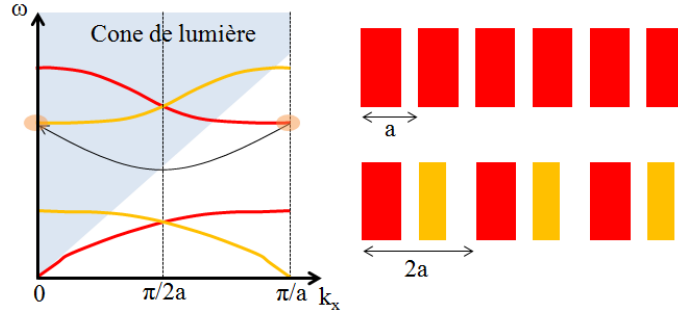


Figure 2.4 – Pliage du diagramme de dispersion obtenu grâce à l’introduction d’une double périodicité dans le CP.

d’optique non linéaire. Il existe en réalité un compromis entre l’obtention d’un facteur de qualité élevé et l’efficacité de couplage car cette dernière diminue le facteur de qualité total. Dans le cas des cavités à CP, pour obtenir un mode de cavité avec un Q élevé, on doit utiliser un mode dont les composantes se situent essentiellement au-dessous de la ligne de lumière. Le couplage à ces modes de cavité peut être efficacement réalisé avec des guides à CP [97]. À contrario, une configuration de couplage en espace libre nécessitant un mode de cavité avec des composantes situées au-dessus de la ligne de lumière, on s’attend, a priori, à un couplage très faible entre le mode de cavité et le continuum de radiation. Des stratégies élégantes ont été développées pour surmonter ces écueils et permettre de concevoir des cavités à la fois fortement résonantes (i.e possédant une résonance avec un fort Q) et autorisant un bon couplage à l’espace libre. Une de ces stratégies repose sur la notion de double périodicité. Elle consiste, dans un premier temps à choisir judicieusement un mode de Bloch du CP situé en dessous de la ligne de lumière, et qui ne présente donc pas de pertes dans la troisième direction et, par la suite, à introduire une perturbation (généralement périodique) dans le motif du CP qui a pour conséquence de ramener le mode au-dessus de la ligne de lumière, autorisant ainsi son couplage aux modes d’espace libre. Une telle perturbation, comme par exemple l’introduction d’une double périodicité [88, 98], peut être finement contrôlée, assurant ainsi un ajustement optimal du couplage.

Comme montré sur la figure 2.4, cette double périodicité induit un repliement de la structure de bandes du CP dans l’espace des k et le mode de cavité présente

ainsi des composantes au-dessus de la ligne de lumière qui favorisent le couplage aux modes venant de l'espace libre. Nous verrons dans la section suivante comment ce type de concepts a été utilisé pour créer une cavité à CP excitée en espace libre pour observer des effets nonlinéaires.

2.2.2 Génération de deuxième harmonique

En utilisant le concept de double périodicité décrit dans la section précédente, T. Benyattou et al. [88] à l'INL ont conçu et fabriqué une cavité à CP pour optimiser le couplage entre le mode résonant et un faisceau gaussien venant de l'espace libre avec un diamètre de l'ordre de quelque micromètres. La structure a été réalisée sur un substrat SOI, avec une couche de Si de 300 nm d'épaisseur. Dans le CP, des trous d'air avec un rayon de 120 nm, sont arrangés selon un motif carré avec une période de 300 nm. Pour obtenir la cavité, les rayons des trous dans une région centrale de $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ ont été réduits selon une double périodicité à $R1 = 90$ nm et $R2 = 81$ nm. La structure finale est schématiquement représentée sur la figure 2.5(a) accompagnée d'une image de la cavité fabriquée obtenue au microscope électronique à balayage sur la figure 2.5(b). Dans le cadre de cette thèse, ces cavités ont été utilisées pour observer le phénomène nonlinéaire de génération de deuxième harmonique (SHG). La particularité de cette cavité en comparaison de celle utilisée, par exemple, en [34], est que la lumière est confinée dans le matériau de faible indice (en l'occurrence dans ce cas l'air), comme l'indique le profil du champ électrique calculé par FDTD et présenté sur la figure 2.5(c). Cette propriété permet d'utiliser cette structure pour des applications dans le domaine des capteurs. En effet, une variation de l'indice de réfraction du milieu remplissant les trous du CP pourrait être détectée par un déplacement de la longueur d'onde de résonance avec une sensibilité élevée parce que l'énergie du champ électromagnétique est concentrée dans cette région. Pour des applications d'optique nonlinéaire, les trous pourraient également être infiltrés avec un autre matériau présentant une forte réponse nonlinéaire, comme par exemple des matériaux organiques [78].

Caractérisation optique à faible puissance

D'abord, on caractérise la réponse de la cavité à faible puissance en utilisant le montage expérimental représenté sur la figure 2.6(a). La lumière en sortie d'une source CW accordable en longueur d'onde de 1275 nm à 1450 nm est amplifiée et polarisée avant d'être focalisée sur la cavité par un objectif de microscope. Dans le montage utilisé, la source peut être incidente sur la face arrière (i.e. incidente sur le substrat comme sur la figure 2.6(a)) ou sur la face avant de l'échantillon. Sauf indication contraire, la configuration montrée sur la figure 2.6(a) est utilisée pour les mesures. Dans tous les cas (excitation face avant ou arrière), la lumière réfléchie est couplée à un analyseur de spectre optique (OSA) en utilisant un circulateur fibré. La lumière transmise est collectée par un deuxième objectif de microscope et dirigée sur un miroir dichroïque. La composante dans l'infrarouge de ce faisceau lumineux est transmise et collectée par une caméra infrarouge. La composante visible est réfléchie par le dichroïque et filtrée par un filtre passe haut ($\lambda \geq 480$ nm) avant d'être collectée par une caméra visible ou, alternativement, par un spectromètre.

La résonance de la cavité est caractérisée en utilisant l'OSA pour mesurer le

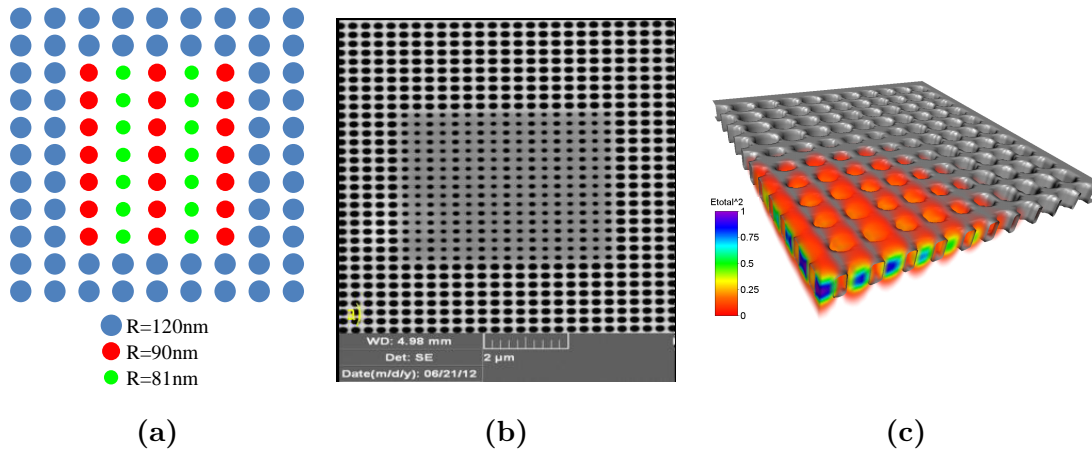


Figure 2.5 – (a) Représentation schématique du design de la cavité à CP 2D fabriquée à l'INL et caractérisée en nonlinéaire. (b) Image MEB de la cavité à double période réalisée sur SOI avec 8 doubles périodes et une taille de de $4.8 \mu\text{m}^2$. (c) Valeur absolue du carré du champ électrique du mode de cavité obtenu par simulation FDTD à $\lambda = 1290$ nm. Étant donnée la symétrie du mode, seul un quart de la cavité est représenté.

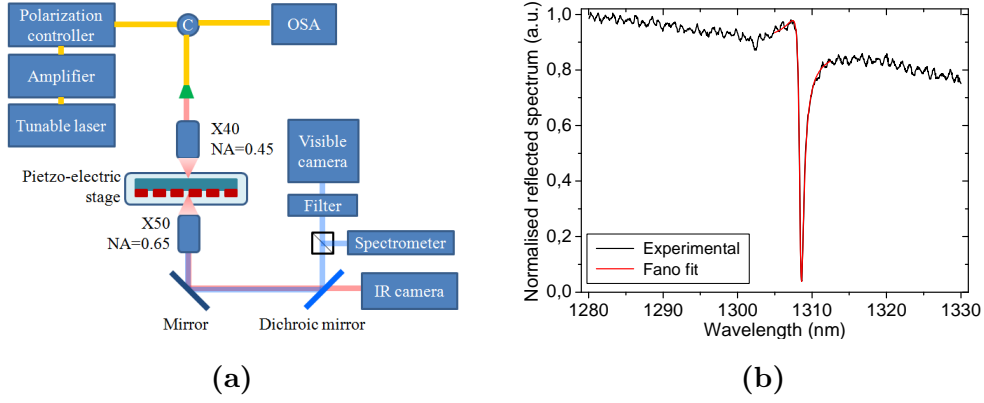


Figure 2.6 – (a) Montage expérimental pour caractériser les cavités à CPs. Sur ce schéma, la source laser est incidente sur la face arrière de l'échantillon. (b) Spectre réfléchi de la cavité, normalisé par rapport à la réflexion sur l'échantillon non structuré, mesuré par l'OSA avec la pompe incidente sur la face arrière de l'échantillon. Sur le graphe, le fit théorique associé à une résonance de Fano donne une résonance centrée sur $\lambda = 1308.5$ nm et un facteur de qualité $Q = 1850$.

spectre réfléchi. La figure 2.6(b) montre le spectre ainsi mesuré et normalisé par le spectre réfléchi sur une zone de la puce non structurée afin de mettre en évidence la modification de la réflexion du système à cause de la résonance. Le mode fondamental de la cavité apparaît comme une résonance de Fano, dont la dépendance en fonction de la fréquence ω est décrite par la formule de Fano [99]

$$R(\omega) = A_0 + R_0 \frac{[q + 2(\omega - \omega_0)/\Gamma]^2}{1 + [2(\omega - \omega_0)/\Gamma]^2} \quad (2.1)$$

où A_0 et R_0 sont des constantes, q est le paramètre d'asymétrie, ω_0 est la fréquence de résonance et Γ est la largeur de la résonance. En utilisant équation (2.1) pour modéliser la réponse de la cavité sur la figure 2.6(b), on estime que la longueur d'onde de résonance est 1308.5 nm et le facteur de qualité, $Q = \omega_0/\Gamma$, du mode résonant est ≈ 1850 .

En utilisant la théorie des modes couplés (CMT) [100, 101], on peut également reproduire numériquement la réponse de la cavité. Cette deuxième méthode fournit plus d'informations sur le mode résonant que la seule équation (2.1), comme, par exemple, l'efficacité de couplage au mode de cavité. Dans le cas analysé (excitation

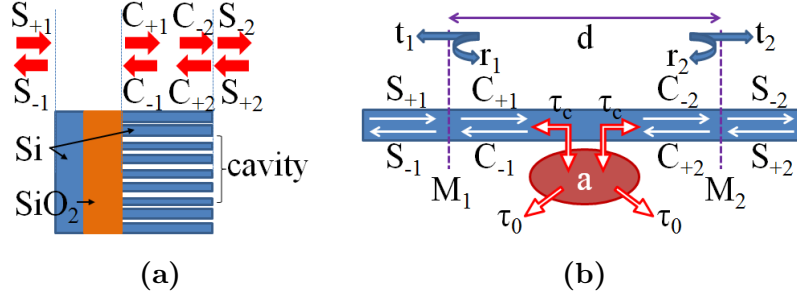


Figure 2.7 – (a) Représentation schématique du système analysé. (b) Chemin schématique du système pour le modèle CMT. M_1 (et M_2) sont les matrices de transfert des amplitudes des champs entre l’air et la cavité. En particulier, M_1 est associée aux deux couches inférieures du SOI (i.e. substrat et silice).

face arrière), la lumière incidente traverse le système multicouche du SOI avant d’être couplée à la cavité qui se trouve dans la couche superficielle de Si, comme représenté sur la figure 2.7(a). Pour décrire cette situation, on utilise le formalisme des matrices de transfert [102] reliant les champs propagatifs et contra-propagatifs de part et d’autre des interfaces entre les couches tel que schématisé sur la figure 2.7(b). Dans ce modèle a est l’amplitude du mode dans la cavité, $S_{\pm 1}$ et $S_{\pm 2}$ sont les amplitudes du champ électrique de part et d’autre (et juste à l’extérieur) de l’échantillon en SOI, $C_{\pm 1}$ et $C_{\pm 2}$ sont les amplitudes du champ électrique aux bords (supérieur et inférieur, respectivement) de la couche de Si d’épaisseur d comprenant la cavité, $1/\tau_c$ c’est le taux de couplage à la cavité et $1/\tau_0$ est le taux de pertes intrinsèque de photons hors de la cavité. Ces deux derniers paramètres sont définis tels que le taux de pertes total de photons hors de la cavité soit $1/\tau = 1/\tau_c + 1/\tau_0$. L’amplitude du mode dans la cavité est donné par

$$\frac{da}{dt} = \left(j\omega_0 - \frac{1}{\tau_c} \right) a + KC_{+1} + KC_{+2} \quad (2.2)$$

où $K = \sqrt{1/\tau_c} e^{j\theta}$. D’après le principe de conservation de l’énergie on a ainsi

$$C_{-1} = e^{-j\beta d} (C_{+2} - K^* a) \quad ; \quad C_{-2} = e^{-j\beta d} (C_{+1} - K^* a) \quad (2.3)$$

avec $\beta = 2\pi/\lambda n_{Si}$ à la longueur d’onde du signal incident. À chaque interface entre

deux couches, on peut définir une matrice de transfert M_i comme

$$M_i = \begin{bmatrix} \frac{1}{t_i} & \left(\frac{r_i}{t_i}\right)^* \\ \frac{r_i}{t_i} & \left(\frac{1}{t_i}\right)^* \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

où r_i et t_i sont les coefficients de réflexion et de transmission à l'interface considérée (cf. la figure 2.7(b)). Ces matrices donnent les relations entre les champs de part et d'autre de l'interface. On a en particulier

$$\begin{bmatrix} C_{-1} \\ C_{+1} \end{bmatrix} = M_1 \begin{bmatrix} S_{-1} \\ S_{+1} \end{bmatrix} \quad ; \quad \begin{bmatrix} C_{-2} \\ C_{+2} \end{bmatrix} = M_2 \begin{bmatrix} S_{-2} \\ S_{+2} \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

Dans ce modèle, la matrice de transfert M_1 entre $S_{\pm 1}$ et $C_{\pm 1}$ est en réalité associée aux deux couches inférieures du SOI (i.e. substrat et silice) et donc les coefficients de réflexion et transmission (équivalents) qui composent les éléments de cette matrice sont obtenus en incluant l'effet du substrat de Si ($d_1 = 700 \mu\text{m}$) et de la couche de SiO_2 ($d_2 = 2 \mu\text{m}$). En utilisant les équations de (2.2) à (2.5), la réflexion du système global à l'équilibre est donnée par

$$r_{tot} = \frac{S_{-1}}{S_{+1}} = \frac{t_1 (r_2 - r_1^* \alpha^2) x - [\alpha (1 + r_1^* r_2) + 2r_2]}{t_2 (\alpha^2 - r_1 r_2) x + [(r_1 + r_2) \alpha + 2r_1 r_2]} \quad (2.6)$$

où on a posé $\alpha = e^{j\beta d}$ et $x = 1 + \tau_c/\tau_0 + j(\omega - \omega_0)\tau_c$ avec ω la fréquence angulaire du signal incident (et réfléchi) et $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ la fréquence de résonance de la cavité. D'après l'équation (2.6), on peut estimer la longueur d'onde de résonance λ_0 , le facteur de qualité Q et l'efficacité de couplage $\eta = \tau_c/\tau$. Le résultat du modèle est comparé aux mesures expérimentales sur la figure 2.8. La réflectivité calculée par l'équation (2.6) est normalisée par rapport à la réflectivité calculée pour le SOI non structuré. Le spectre de réflexion calculé montre de fortes oscillations qui ne sont pas présentes expérimentalement. Ces oscillations sont dues aux modes de la cavité Fabry-Perot que forme le substrat de silicium. Expérimentalement, on excite la structure avec un faisceau localisé ($\sim 1.5 \mu\text{m}$ de diamètre) qui ne permet pas d'adresser efficacement ces modes et ces oscillations sont donc très atténuées sur les spectres expérimentaux. Donc, il semble justifié de comparer le spectre expérimental avec les calculs faits sans considérer le substrat en silicium, représentés par la courbe CMT(1) sur la figure 2.8. On observe un bon accord entre le résultat du modèle et les

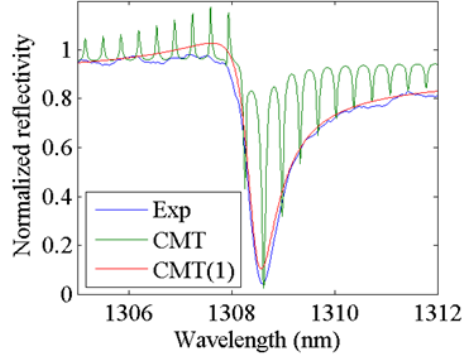


Figure 2.8 – Réflectivité normalisée en fonction de la longueur d’onde mesurée expérimentalement et calculée par le modèle CMT de l’équation (2.6).

mesures. D’après les résultats de la figure 2.8 on estime $\lambda_0 = 1308.3$ nm, $Q = 1800$ et $\eta = 0.45$. On remarque que les valeurs de la longueur d’onde de résonance et du facteur de qualité estimées en utilisant l’équation (2.6) sont en bon accord avec les valeurs estimées précédemment en utilisant directement la relation de Fano donnée par l’équation (2.1). Enfin, en toute rigueur, l’efficacité de couplage à la cavité (surtout en excitation par la face arrière) devrait être calculée en considérant la réflexion sur le substrat (i.e. rapport entre puissance réfléchie et puissance incidente sur l’échantillon). Cependant, les résultats du modèle CMT à faible puissance de pompe, reportés dans ce paragraphe, et à haute puissance de pompe, reportés dans le paragraphe suivant, montrent un bon accord avec les résultats expérimentaux, indiquant que ces paramètres sont au moins proches des paramètres réels.

Caractérisation optique à haute puissance

Pour observer la SHG, la longueur d’onde du laser CW est choisie proche de la longueur d’onde du mode de la cavité. Avec la configuration d’excitation face avant, le spectre en réflexion est mesuré par le spectromètre, sans le filtre passe haut, pour un signal de pompe à $\lambda_P = 1310.2$ nm avec une puissance incidente sur l’échantillon de 58.4 mW (cf. figure 2.9(a)). Cette mesure montre qu’un signal est généré à la longueur d’onde de $\lambda_{SHG} = 655.2$ nm, qui, en considérant la résolution en longueur d’onde du spectromètre de $\Delta\lambda \approx 0.6$ nm, correspond bien à la longueur d’onde de la deuxième harmonique du signal de pompe utilisé (i.e. $\lambda_{SHG} = \lambda_P/2$).

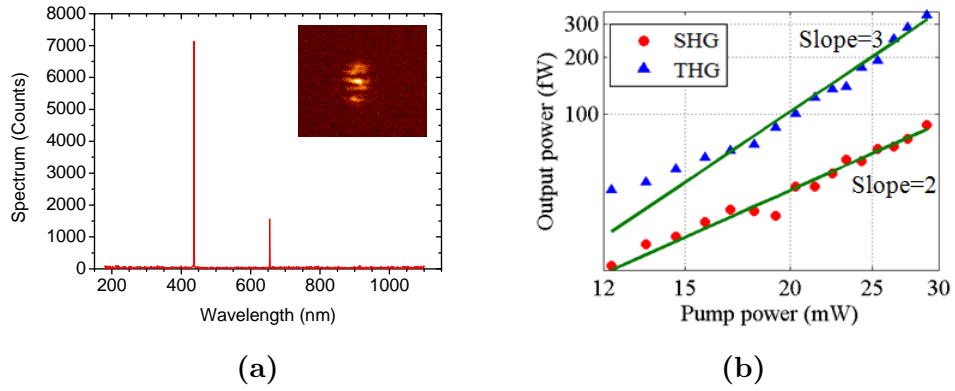


Figure 2.9 – (a) Spectre en réflexion mesuré avec le spectromètre pour un signal de pompe CW à $\lambda_P = 1310.2$ nm et de puissance 58.4 mW (excitation face avant). L’insert montre l’image observée sur la camera visible dû au signal SHG (avec filtre passe haut intercalé devant la caméra). (b) Puissance des signaux SHG et THG en fonction de la puissance de la pompe à $\lambda_P = 1308.5$ nm incidente sur l’échantillon (excitation face avant).

Ce spectre montre également que le signal généré à la troisième harmonique (THG), $\lambda_{THG} = 436.7$ nm, est observé. Sur la figure 2.9(b) la puissance des signaux SHG et THG est mesurée en fonction de la puissance de la pompe à une longueur d’onde constante $\lambda_P = 1308.5$ nm. Pour ces mesures en puissance, la pompe est incidente sur la face avant de l’échantillon. On peut observer que les puissances des signaux SHG et THG augmentent de façon quadratique et cubique, respectivement, avec la puissance de la pompe. Cela confirme que les signaux observés sont effectivement dus à la génération de la deuxième et troisième harmonique de la pompe. On définit l’efficacité de conversion du SHG comme $\eta_{SHG} = P_{SHG}/P_{in}^2$ où P_{SHG} est la puissance mesurée pour la deuxième harmonique et P_{in} est la puissance couplée à la cavité estimée avec $P_{in} = \eta P_{inc}$ où P_{inc} est la puissance incidente sur l’échantillon et $\eta = 0.45$ est l’efficacité de couplage. De la même façon, on définit l’efficacité de conversion de THG comme $\eta_{THG} = P_{THG}/P_{in}^3$ où P_{THG} est la puissance mesurée à la troisième harmonique. À partir des résultats de la figure 2.9(b), ces efficacités de conversion sont estimées à $\eta_{SHG} \approx 5.6 \times 10^{-10} W^{-1}$ pour la SHG et $\eta_{THG} \approx 1.6 \times 10^{-7} W^{-2}$ pour la THG.

Une mesure complémentaire de la puissance du signal SHG a été effectuée en

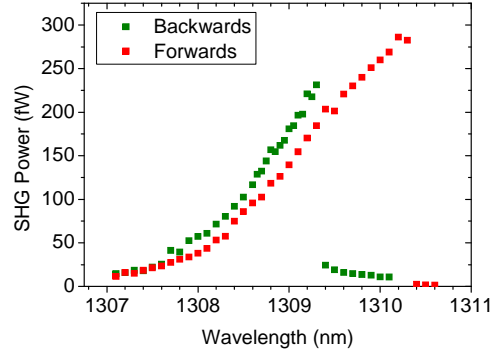


Figure 2.10 – Puissance du signal SHG mesurée en fonction de la longueur d’onde d’excitation à puissance incidente constante de 58.4 mW. La longueur d’onde de la source est d’abord incrémentée puis décrémentée.

intégrant l’intensité des images obtenues avec la caméra visible. Dans ces mesures, le filtre passe haut a été positionné devant la caméra pour filtrer le signal de THG. Un exemple d’image obtenue est montré en insert sur la figure 2.9(a). Les résultats associés sont présentés sur la figure 2.10 en fonction de la longueur d’onde du laser CW balayée (par valeurs croissantes ou décroissantes) entre 1307 nm et 1311 nm à puissance constante (et maximum) en sortie de l’objectif (58 mW).

Depuis les résultats de la figure 2.10, en considérant le maximum du signal SHG atteint à une longueur d’onde de 1310.2 nm, on estime une efficacité de conversion du SHG, $\eta_{SHG} \approx 4.4 \times 10^{-10} \text{ W}^{-1}$ (en excitation face arrière $P_{in} = P_{inc}(1 - R_1)(1 - R_2)$ où P_{inc} est la puissance en sortie de l’objectif, R_1 (=0.31) est la réflectivité de l’interface air-silicium et R_2 (=0.17) est la réflectivité de l’interface silicium-silice), en bon accord avec la valeur extraite des mesures avec le spectromètre sur la figure 2.9(b). On peut remarquer que, sur la figure 2.10, le maximum du signal SHG est atteint à une longueur d’onde de 1310.2 nm qui est supérieure à celle de la résonance mesurée à faible puissance. Ce phénomène peut être causé par un effet thermo-optique [103]. En effet, le signal laser injecté dans la cavité cause une augmentation de la température et, en conséquence, une augmentation de l’indice de réfraction du Si dû à l’effet thermo-optique i.e. $\Delta n = \Delta T \times \partial n / \partial T$, où Δn est la variation d’indice de réfraction associée à une augmentation de la température de ΔT et $\partial n / \partial T = 1.85 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ [103] est la variation thermique de l’indice du silicium. Un mécanisme

de feedback positif entre l'effet thermo-optique et le couplage à la résonance de la cavité s'installe. En augmentant la longueur d'onde de la source, à partir d'une longueur d'onde inférieure à celle de la résonance, la longueur d'onde de résonance est décalée de plus en plus vers le rouge du spectre par rapport à la résonance de la cavité "froide" (à faible excitation) au fur et à mesure que le couplage entre le signal laser et la cavité augmente. En dépassant la longueur d'onde de résonance de la cavité "froide", le décalage en longueur d'onde dû à l'effet thermo-optique diminue progressivement et donc la longueur d'onde de résonance se rapproche de celle de la source jusqu'à l'obtention d'un maximum de couplage au mode de la cavité et donc un maximum du signal de SHG à 1310.2 nm. En continuant d'augmenter la longueur d'onde de la source, on dépasse la résonance de la cavité excitée, donc moins d'énergie est couplée dans la cavité et l'effet thermo-optique diminue en causant une réduction abrupte du signal de SHG au delà de 1310.2 nm. En opérant un balayage en longueur d'onde du laser CW en sens inverse, c'est à dire en diminuant la longueur d'onde, on observe un comportement similaire, mais le pic de SHG atteint un niveau de puissance moins élevé que précédemment à cause de l'interaction avec l'effet thermo-optique. Pour confirmer cette dynamique, la réflexion de la cavité est également mesurée en changeant la longueur d'onde du laser dans le sens croissant et pour différents niveaux de puissance incidente sur la cavité (cf. figure 2.11(a)). D'après la figure 2.11(b), la résonance de la cavité est décalée vers des longueurs d'ondes de plus en plus élevées au fur et à mesure que la puissance de la source laser augmente. Ce résultat est cohérent avec l'analyse précédente car plus la puissance du signal laser est élevée et plus l'échauffement généré, et donc l'effet thermo-optique, est important.

Pour infirmer ou confirmer cette description qualitative, on utilise les équations (2.2)-(2.5) du modèle CMT, de manière à évaluer, plus quantitativement, la réponse de la cavité en fonction de la puissance incidente. Pour cela il faut écrire l'énergie dans la cavité $|a|^2$ en fonction de la puissance incidente $P_{inc} \propto |S_{+1}|^2$. Pour le modèle représenté par la figure 2.7(b), à l'équilibre on a

$$a = \frac{S_{+1}}{xK} \frac{t_1^* \{(\alpha^2 - r_1 r_2) x + [(r_1 + r_2) \alpha + 2r_1 r_2]\}}{\alpha x (\alpha + r_2 - \alpha |r_1|^2) + r_2 [4r_1 + |r_1|^2 (1 - 2\alpha)]} \quad (2.7)$$

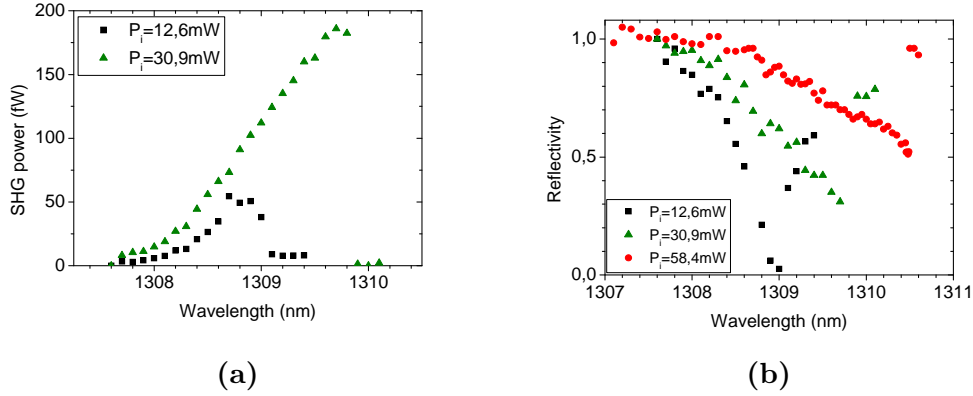


Figure 2.11 – (a) Signal de SHG en fonction de la longueur d’onde de la source à différentes puissances. (b) Signal réfléchi (normalisé par la valeur de signal réfléchi maximum dans la série) en fonction de la longueur d’onde de la source à différentes puissances. Le balayage est fait pour des longueurs d’onde croissantes.

En augmentant la puissance incidente, les phénomènes nonlinéaires dans le silicium (effet thermo-optique mais aussi effet Kerr, TPA, et effets des porteurs libres photogénérés) deviennent de plus en plus importants et sont susceptibles de déplacer significativement la fréquence de la résonance. Pour inclure ces effets dans le modèle, la fréquence de résonance ω_0 est modifiée via [101]

$$\omega'_0 = 2\pi c / (\lambda_0 + \Delta\lambda_{Kerr} + \Delta\lambda_{FC} + \Delta\lambda_{Therm}) \quad (2.8)$$

où $\Delta\lambda_{Kerr}$, $\Delta\lambda_{FC}$, $\Delta\lambda_{Therm}$ sont les déplacements de la longueur d’onde de résonance induits, respectivement, par l’effet Kerr, la dispersion des porteurs libres et l’effet thermo-optique. Ces phénomènes changent aussi le taux de pertes optiques hors de la cavité, qui devient :

$$1/\tau = 1/\tau_c + 1/\tau_0 + 1/\tau_{TPA} + 1/\tau_{FCA} \quad (2.9)$$

où τ_{TPA} et τ_{FCA} sont les temps de vie associés aux phénomènes d’absorption à deux photons et d’absorption par les porteurs libres photogénérés. L’absorption par TPA dans la cavité est donnée par [101]

$$\alpha_{TPA} = \frac{\beta_{TPAC}}{nV_{TPA}} |a|^2 \quad (2.10)$$

où β_{TPA} est le coefficient du TPA, n est l'indice de réfraction du Si et V_{TPA} ¹ est le volume effectif pour le TPA [101]. L'équation (2.10) donne le taux d'absorption par TPA via $1/\tau_{TPA} = (c/n)\alpha_{TPA}$. La densité des porteurs libres générés par TPA dans la cavité est donnée par

$$N = \frac{|a|^2}{\tau_{TPA}} \times \frac{1}{2\hbar\omega} \times \frac{\tau_r}{V_{cav}} \quad (2.11)$$

où τ_r est le temps de recombinaison des porteurs libres et V_{cav} ² est le volume du mode de cavité [101]. En utilisant le modèle de Drude on a

$$\alpha_{FCA} = \frac{\omega_P^2}{\omega^2 \tau_{relax} c n} \quad (2.12)$$

$$\Delta n_{FC} = \frac{\omega_P^2}{2\omega^2 n} \quad (2.13)$$

avec ω_P la fréquence plasma [101] et τ_{relax} le temps de relaxation des porteurs [101]. A partir de l'équation (2.12) le taux d'absorption par FCA est $1/\tau_{FCA} = (c/n)\alpha_{FCA}$ et d'après l'équation (2.13), le déplacement de la résonance par la dispersion induite par les porteurs libres est donné par $\Delta\lambda_{FC} = (\Delta n_{FC}/n)\lambda_0$. Enfin la température dans la cavité augmente à cause des différents phénomènes d'absorption :

$$\Delta T = R|a|^2 \left(\frac{1}{\tau_{TPA}} + \frac{1}{\tau_{FCA}} + \frac{1}{\tau_0} \right) \quad (2.14)$$

où R est la résistivité thermique de la structure. Dans l'équation (2.14), on a considéré, contrairement à [101], l'effet de l'absorption linéaire dans le Si, donné, en première approximation, par $|a|^2/\tau_0$. On remarque qu'il serait plus réaliste de quantifier ces pertes avec $\eta_{abs}|a|^2/\tau_0$ où $\eta_{abs} < 1$ est la portion de puissance absorbée par rapport à la puissance totale dissipée par la cavité. Ne connaissant pas, a priori, la valeur numérique de ce coefficient, pour une première estimation de la réponse de la cavité on utilise $\eta_{abs} = 1$. Cette absorption est attribuée à la présence d'états de surfaces [101, 104], auxquels notre mode est particulièrement sensible étant donnée sa distribution dans l'air. Le changement de température cause finalement un changement d'indice de réfraction via l'effet thermo-optique déjà mentionné, via

$$\Delta n_T = \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T \quad (2.15)$$

1. $V_{TPA} = |\int \varepsilon |E|^2 dV|^2 / n \int \varepsilon^2 |E|^4 dV$

2. $V_{cav} = \sqrt{\int |\varepsilon |E|^2 dV|^3 / \int \varepsilon^3 |E|^6 dV}$

Table 2.2 – Valeurs des paramètres physiques utilisés dans les calculs.

Paramètre	Valeur	Ref.
n_{SiO_2}	1.446	
n_{Si}	3.5	
n_2	4.5×10^{-5} cm ² /GW	[43]
β_{TPA}	1.7 cm/GW	[43]
n_{2eff}	8.1×10^{-3}	
τ_{relax}	0.17 ps	[101]
τ_r	0.5 ns	[101]
V_{TPA}	2.88 μm^3	[101]
V_{cav}	2.24 μm^3	[101]
$\partial n/\partial T$	1.85×10^{-4}	[101]
R	30 K/mW	

où $\partial n/\partial T$ est la dépendance de l'indice de réfraction avec la température. Le déplacement de la résonance par la dispersion induite par l'effet thermo-optique est donné par $\Delta\lambda_{Therm} = (\Delta n_T/n)\lambda_0$.

Les paramètres indiqués dans le tableau 2.2 sont utilisés pour analyser la réponse de la cavité en fonction de la puissance incidente. Dans les calculs, pour tenir compte que seule une partie du mode se trouve dans le Si, on multiplie n_2 et β_{TPA} par n_{2eff} défini comme

$$n_{2eff} = \frac{\int_{Si} |E|^4 dV}{\int |E|^4 dV} \quad (2.16)$$

où l'intégrale au numérateur s'étend seulement dans le volume du Si. En utilisant les résultats des calculs du mode de cavité par FDTD 3D, on obtient $n_{2eff} = 8.1 \times 10^{-3}$. La valeur de la résistivité thermique pour la structure est estimée depuis les calculs pour représenter au mieux les résultats expérimentaux. Le modèle considéré est toujours limité au cas de la couche en Si entre la silice et l'air. Cependant, pour tenir compte des interfaces air-silicium et silicium-silice que le faisceau d'excitation traverse en excitation par la face arrière, on considère que la puissance incidente sur la cavité est égale à $P_{inc}(1-R_1)(1-R_2)$ où P_{inc} est la puissance en sortie de l'objectif, R_1 (=0.31) est la réflectivité de l'interface air-silicium et R_2 (=0.17) est la réflectivité de l'interface silicium-silice. Les résultats obtenus pour le spectre de réflexion à

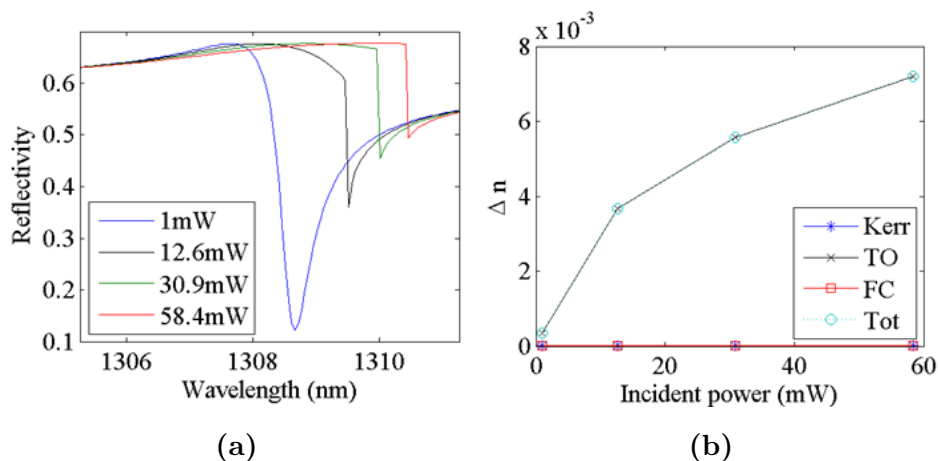


Figure 2.12 – (a) Réflectivité de la cavité pour différents valeurs de puissance incidente. (b) Variation d’indice de réfraction à la longueur d’onde de résonance en fonction de la puissance incidente. Dans la légende TO indique thermo-optique, FC indique porteurs libres et Tot indique total.

différentes puissances incidentes sont montrés sur la figure 2.12(a). Les résultats des calculs sur cette figure montrent que la longueur d’onde de résonance augmente avec la puissance incidente et que le creux de réflexion est de moins en moins prononcé. Ce comportement reproduit assez fidèlement les observations expérimentales associées à la figure 2.11(b). Comme discuté par la suite, l’absorption nonlinéaire étant finalement négligeable, la diminution du creux de réflexion avec l’augmentation de la puissance incidente est due à l’interférence entre la résonance de la cavité et celle de la membrane silicium comprenant la cavité. La variation du minimum de réflexion avec la puissance incidente estimée depuis ce modèle correspond également assez bien aux résultats expérimentaux. Sur la figure 2.12(b), on trace les différents contributions des phénomènes nonlinéaires inclus dans le modèle produisant une variation de l’indice de réfraction avec la puissance incidente. Le phénomène clairement dominant est l’effet thermo-optique, les autres effets (Kerr et porteurs libres) sont négligeables. En effet, le rapport Q/V pour cette cavité étant faible, l’intensité du champ dans le Si est également faible, conduisant à des contributions négligeables de l’effet Kerr et de la dispersion des porteurs libres photo-induits par rapport à l’effet thermo-optique. En utilisant le modèle CMT, on estime que l’augmentation

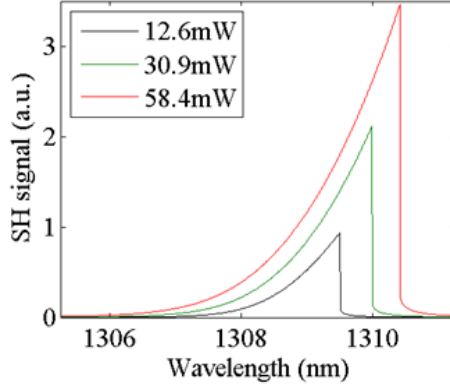


Figure 2.13 – Signal à la seconde harmonique en fonction de la longueur d’onde et de la puissance de la pompe calculé depuis le modèle CMT.

de température dans la cavité pour la puissance incidente maximum est de 38 K. En première approximation, si l’on considère un déplacement maximum de la longueur d’onde de résonance de 2.3 nm entre la mesure à faible puissance sur la figure 2.6(b) et celle à puissance maximum sur la figure 2.11(b), on peut estimer une augmentation de la température de $\Delta T = \Delta\lambda / (\lambda_0/n\partial n/\partial T) \approx 33$ K, qui reste très proche de la valeur estimée par le modèle CMT.

La puissance du signal à la seconde harmonique est proportionnelle au carré de la puissance du signal à la fréquence fondamentale qui est elle-même proportionnelle à $(|a|^2)^2$. Celle-ci est calculée en fonction de la longueur d’onde et de la puissance de la pompe et montrée sur la figure 2.13. On trouve un bon accord entre ces calculs et les mesures montrées sur les figures (2.10) et (2.11(a)). En particulier, la longueur d’onde du maximum du signal de SHG est proche de celle observée dans les mesures et le rapport entre les différents pics est aussi en accord avec les résultats expérimentaux.

On peut comparer les résultats obtenus avec ceux qui sont reportés par Galli et al. [34] en utilisant une cavité à CPs L3 en silicium cristallin suspendue. On note que la puissance maximum du signal généré à la deuxième harmonique (~ 300 fW à $P_{inc} = 58.4$ mW maximum accessible avec notre banc expérimental) par notre structure est plus élevée que celle obtenue dans [34] (~ 50 fW, limitée par le TPA, à $P_{inc} \approx 1$ mW). Comme le SHG dans un matériau centro-symétrique est généré aux surfaces où la symétrie cristalline est brisée, ce résultat pourrait être lié au

Table 2.3 – Efficacité de conversion associée à la SHG dans des cavités à CP fabriquées sur différentes plate-formes.

Matériau	Q	Q/V (μm^{-3})	$\eta = P_{SHG}/P_{in}^2$ (W^{-1})	$\eta' = P_{SHG}/P_{inc}^2$ (W^{-1})	Ref.
GaP	6000	10^4	4.3	$\sim 10^{-2}$	[105]
LiNbO ₃	500	NA	1.2×10^{-4}	5×10^{-6}	[106]
InP	3800	NA	NA	3×10^{-10}	[107]
SiC	10000	NA	0.15	4×10^{-2}	[108]
c-Si	32000	10^5	3×10^{-5}	$\sim 10^{-7}$	[34]
c-Si	1850	10^2	4.4×10^{-10}	3×10^{-11}	ce travail

fait que l'interaction entre le champ électrique du mode résonant et les interfaces air/silicium est plus importante dans notre structure. En effet, d'une part, le mode de notre cavité est davantage confiné dans l'air (autour de 75% de l'énergie totale du mode) donc l'énergie sur les interfaces pourrait être plus importante et, d'autre part, les dimensions de la cavité utilisée sont plus importantes par rapport à [34], offrant, dans l'ensemble, une surface plus importante. L'efficacité de conversion du SHG η_{SHG} estimée à partir des résultats de la figure 2.10 est $\eta_{SHG} \approx 4.4 \times 10^{-10} \text{ W}^{-1}$. Par comparaison, une efficacité de conversion de $\eta_{SHG} \approx 3 \times 10^{-5} \text{ W}^{-1}$ est obtenue en [34]. Cette différence peut s'expliquer par le fait que la densité d'énergie confinée dans la cavité est moins importante dans notre cas à cause d'un plus faible rapport $Q/V \approx 10^2 \mu\text{m}^{-3}$ ($V = 3.2 \mu\text{m}^3$), contre un $Q/V \approx 10^5 \mu\text{m}^{-3}$ dans [34]. Ce rapport pourrait être augmenté en optimisant le design de notre cavité pour à la fois diminuer ses dimensions et, potentiellement, augmenter le facteur de qualité. Par comparaison, le η_{SHG} d'un faisceaux lumineux focalisé sur une surface de $\sim 1 \mu\text{m}^2$ de c-Si non structuré est $\approx 10^{-14} \text{ W}^{-1}$ [34].

Il est également intéressant de comparer nos résultats avec ceux obtenus en utilisant des matériaux avec un $\chi^{(2)} \neq 0$. Les efficacités de conversion mesurées sont reportées dans le tableau 2.3. Les résultats obtenus avec la cavité en InP sont comparables à ceux que nous avons obtenus. En revanche en utilisant des structures optimisées pour la SHG fabriquées en LiNbO₃ SiC ou GaP, l'efficacité de conversion

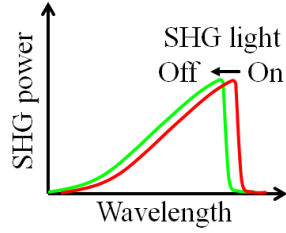


Figure 2.14 – Représentation de principe du fonctionnement d’un capteur basé sur la cavité à CP présentée dans cette section.

est beaucoup plus élevée, comme on peut s’y attendre. Pour continuer la comparaison avec les autres démonstrations du tableau 2.3, le design de cavité utilisé dans ce travail permet de réduire la différence entre l’efficacité de conversion qui tient compte ou non de l’efficacité de couplage au mode de cavité. Ceci est obtenu grâce au design de la structure qui améliore le couplage de lumière depuis l’espace libre au mode de cavité.

Enfin on peut comparer l’efficacité du THG dans notre structure avec celle de [34]. A partir des résultats de la figure 2.9(b), on estime $\eta_{THG} \approx 1.6 \times 10^{-7} W^{-2}$, bien inférieur à $\eta_{THG} \approx 8 W^{-2}$ mesuré dans [34]. Cette différence, outre les raisons citées précédemment, est due également au fait que seule 25% de l’énergie totale du mode résonant est localisée dans le silicium. Ceci représente d’ailleurs l’aspect le plus innovant de la structure présentée dans cette section. En effet, contrairement aux autres cavités analysées [34, 105–107], le mode résonant est ici confiné dans le matériau à faible indice (l’air dans ce cas) comme le montrent les résultats des calculs FDTD sur la figure 2.5(c). Pour cette raison, ce type de cavité est potentiellement bien adapté à l’utilisation des phénomènes optiques nonlinéaires pour réaliser des capteurs ultra-sensibles. Si on observe la puissance du signal SHG à la puissance maximum de pompage sur la figure 2.10, on note que celle-ci diminue dramatiquement après avoir atteint son maximum. En exploitant cette propriété, une petite variation de l’indice de réfraction autour de la membrane de silicium peut être détectée. En effet une telle variation déplace la longueur d’onde de résonance de la cavité, qui se manifeste par une forte extinction du signal SHG détecté, comme montré schématiquement sur la figure 2.14.

2.3 Guides à Cristaux Photoniques

Une autre application des CPs est le guidage de la lumière par l'intermédiaire d'un défaut linéique dans le CP (par exemple en supprimant une ou plusieurs rangées de trous). Un signal lumineux avec une longueur d'onde qui est comprise dans la BIP du CP peut se propager le long du défaut linéique mais est réfléchi par le CP pour tous les angles d'incidence dans le plan par effet de la BIP. Un exemple de guide à CP est représenté sur la figure 2.15(a), obtenu en éliminant une rangée de trous dans la direction ΓK du motif triangulaire du CP. Le diagramme de dispersion calculé pour ce type de structure est représenté sur la figure 2.15(b). Dans la BIP, comprise entre les fréquences normalisées $u_1 = 0.202$ et $u_2 = 0.253$, deux modes apparaissent. Si on définit un axe de symétrie parallèle à la ligne de défaut et situé au centre de cela, sur la figure 2.15(b), on peut définir le mode symétrique (ligne noire) et le mode antisymétrique (ligne rouge) du guide à CP.

L'amplitude du champ H_z des modes (insert de la figure 2.15(b)) évolue périodiquement le long de la direction de propagation, contrairement au cas des nanoguides

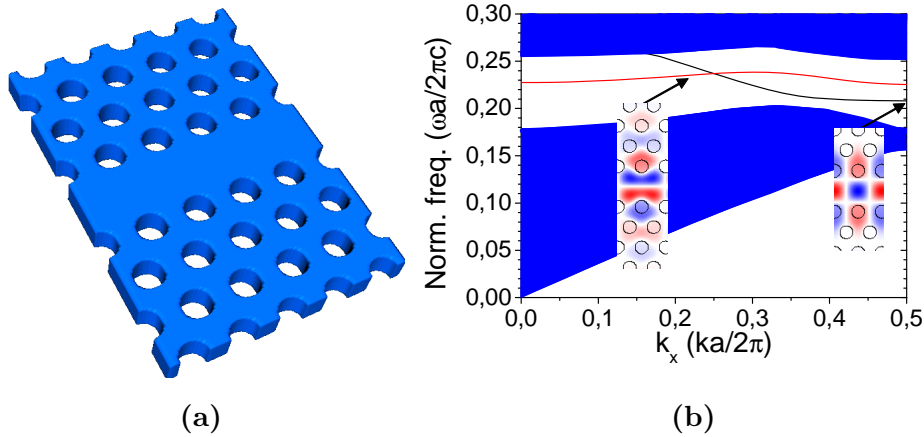


Figure 2.15 – (a) Représentation schématique d'un guide d'onde obtenu par introduction d'une rangée de défaut dans le motif d'un CP triangulaire. (b) Diagramme de dispersion d'un guide d'onde à CP comme représenté en (a) pour la polarisation TE. La période du CP est de 400 nm et le rayon de trous est 110 nm. Les calculs sont effectués avec la méthode PWE dans un domaine 2D.

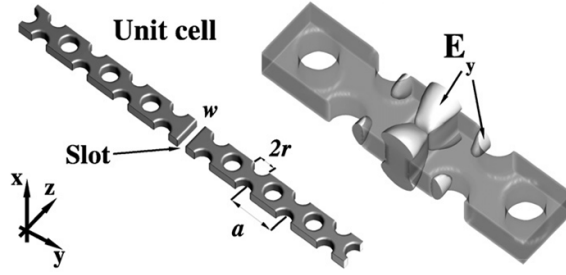


Figure 2.16 – Représentation schématique de la cellule fondamentale d’un guide à CP à fente. À droite l’intensité de la composante en y du champ électrique du mode est montré. Cette figure est tirée de [109].

où il reste constant. La définition de A_{eff} donnée en section 1.2 est ainsi modifiée de la façon suivante [48] :

$$A_{eff} = \frac{1}{a} \frac{(\int_{Vol} |E|^2 dV)^2}{\int_{Vol} |E|^4 dV} \quad (2.17)$$

où E est l’amplitude du champ électrique, a est la période du CP et Vol est le volume d’une cellule du CP. Dans les guides à CP on a généralement une $A_{eff} \approx 0.5 \mu\text{m}^2$ qui, comme les nanoguides, permet d’atteindre une densité d’énergie électromagnétique beaucoup plus importante qu’avec, par exemple, une fibre mono-mode standard ($A_{eff} \approx 50 \mu\text{m}^2$). Cet aspect est intéressant lorsque l’on souhaite obtenir des dispositifs compacts, avec un haut niveau d’intégration et, en même temps, une exaltation des phénomènes d’optique non linéaire.

Notons également que récemment [109–111] des guides à CP à fente ont été proposés et expérimentalement caractérisés. Ces guides, à la différence des guides à CP “standard” comme ceux de la figure 2.15(a), ont une fente au milieu du défaut linéique, comme représenté sur la figure 2.16. L’intensité du mode symétrique est alors localisée dans la fente et elle est de 2-3 ordres de grandeur supérieure à celle dans les guides à CP “standard” avec une section comparable et pour la même puissance optique dans le mode [111]. En particulier, l’aire effective peut atteindre des valeurs de $0.02 \mu\text{m}^2$, i.e. plus de 10 fois moins qu’un guide à CP standard. Le confinement du mode dans la fente peut être par exemple exploité pour exalter la réponse non linéaire d’un matériau à faible indice (e.g. un polymère organique) infiltré dans la fente. Dans cette thèse on s’est focalisé sur l’utilisation de guides

à CP “standard” pour démontrer les potentialités dans les applications d’optique intégrée non linéaire des matériaux testés et car ces derniers sont technologiquement plus faciles à réaliser que les guides à CP à fente.

Pour poursuivre la comparaison avec les nanoguides, les pertes par propagation sont en général plus élevées pour des guides à CP à cause d’une plus forte interaction entre le mode et les interfaces. Dans le cas d’un dispositif réel, les interfaces de la structure ont une rugosité qui dépend de la technologie de fabrication utilisée. Au niveau de ces défauts, la lumière est diffractée de manière aléatoire, causant des pertes. Pour des guides à CP (obtenu en supprimant une rangée de trous) en silicium suspendus dans l’air, dont le processus de fabrication a été optimisé pour diminuer les imperfections, un facteur de pertes de 4 dB/cm a été obtenu [112], contre 0.5 dB/cm dans des nanoguides mono-modes en silicium cristallin [56].

Les guides à CP offrent néanmoins un plus grand degré de liberté que les nanoguides en termes d’ingénierie de dispersion du mode guidé. Ceci est un aspect fondamental, car, comme décrit dans le Chapitre 1, l’ingénierie de la dispersion joue un rôle essentiel dans l’exaltation des phénomènes d’optique non linéaire, en particulier le mélange à quatre ondes. Il est ainsi possible d’optimiser la géométrie d’un guide à CP pour obtenir un mode guidé caractérisé non seulement par une faible vitesse de groupe mais aussi par une faible dispersion. Comme nous le verrons dans la prochaine section, ce type de guides peuvent être très intéressants pour des applications d’optique non linéaire.

2.3.1 Guides à cristaux photoniques en régime de lumière lente

Une propriété intéressante des modes guidés dans un guide à CP est que la vitesse de groupe peut devenir très faible. Ce régime à faible vitesse de groupe peut être utile pour des applications de traitement tout optique du signal en exploitant les phénomènes optiques non linéaires [48, 113–115].

La figure 2.17(a) montre l’indice de groupe n_g (calculé en utilisant la relation $v_g = c/n_g$ pour lequel la vitesse de groupe est donnée par $v_g = (\partial k / \partial \omega)^{-1}$) du mode

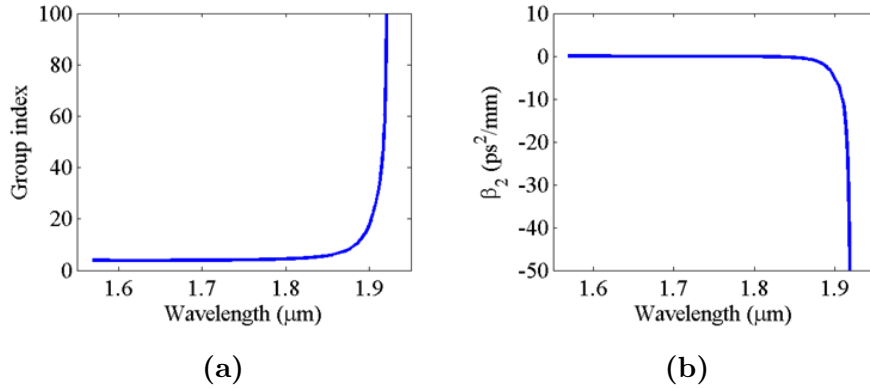


Figure 2.17 – (a) Indice de groupe et (b) dispersion de la vitesse de groupe β_2 en fonction de la longueur d’onde calculés pour le mode symétrique du guide de la figure 2.15.

symétrique de la figure 2.15(b). L’indice de groupe augmente très rapidement vers les hautes longueurs d’onde, ou faibles fréquences, en bord de bande (i.e. près de $k_x = \pi/a$, cf. figure 2.15(b)). Par conséquent, la dispersion de la vitesse de groupe du mode, montré sur la figure 2.17(b), est très élevée pour les grandes valeurs de n_g . Pour que le régime de lumière lente soit exploitable dans des applications de traitement de l’information, il faut que l’indice de groupe soit presque constant sur une bande fréquentielle $\Delta\omega$ la plus large possible afin d’éviter les déformations du signal (par exemple d’une impulsion) induites par la dispersion au cours de la propagation [114]. Le facteur de mérite utilisé dans la littérature pour comparer les différents régimes de lumière lente est ainsi le produit délai-largeur de bande (DBP) normalisé défini comme $n_g\Delta\omega/\omega$ [114–116], où $\Delta\omega$ est la bande du mode lent définie comme la région spectrale où l’indice de groupe du mode varie de seulement 10% autour de sa valeur moyenne [115,116]. Si on regarde l’indice de groupe du mode sur la figure 2.17(a), le DBP est très faible pour les valeurs de n_g élevées car la dispersion de la vitesse de groupe est très forte dans cette région spectrale. La lumière lente observée dans ce guide n’est donc pas exploitable pour des applications de traitement tout optique du signal.

Dans les sections suivantes, on va s’intéresser à la manière dont la lumière est ralentie dans des guides à CP et on montrera comment la géométrie du CP peut être modifiée pour réduire la dispersion du mode lent. Enfin on fera un bilan sur

les avantages et les inconvénients de cette approche pour des applications d'optique nonlinéaire.

2.3.2 Régime de lumière lente et ingénierie de dispersion dans les guides à CP

De manière simplifiée, l'origine du ralentissement de la lumière dans un guide à CP peut être attribuée à trois mécanismes distincts ou combinés [117], qui sont représentés schématiquement sur la figure 2.18. Sur la figure 2.18(a), un diagramme de dispersion typique pour un mode dans un guide à CP est représenté. Une première région spectrale présentant une faible vitesse de groupe se trouve au bord de la zone de Brillouin où le vecteur d'onde, k_x , avec x la direction de propagation du mode le long du guide, est égal à 0. Quand celle-ci représente la composante principale, le mode est purement transversal et il correspond au mode d'une cavité Fabry-Pérot dont les miroirs sont constitués par le CP de part et d'autre du défaut, comme représenté sur la figure 2.18(b). Dans ce cas, en raison d'une faible composante du vecteur d'onde du mode dans la direction de propagation, la vitesse de groupe dans le sens de propagation est faible.

Si l'on considère l'autre bord de la zone de Brillouin, à $k_x = \pi/a$, on remarque

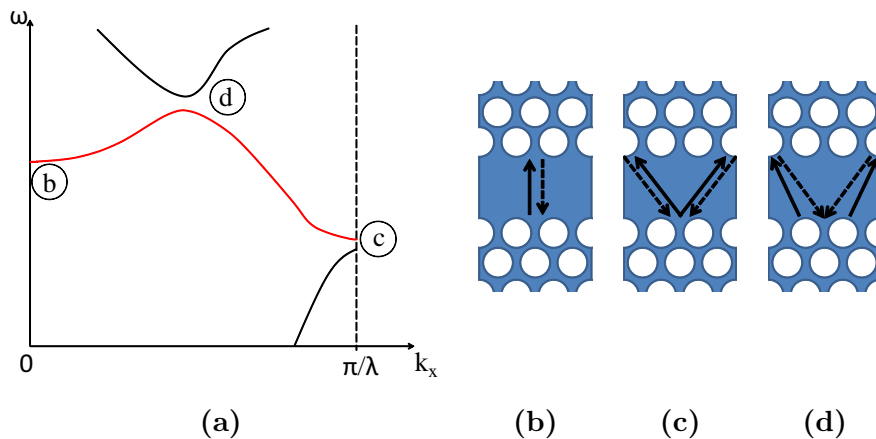


Figure 2.18 – (a) Représentation schématique d'un diagramme de dispersion d'un guide à CP et (b), (c) et (d) des mécanismes qui sont à la base du régime de lumière lente en utilisant des schémas simples d'optique géométrique.

que là aussi, v_g est faible. Comme représenté sur la figure 2.18(c), le mode qui se propage en direction des x croissants satisfait la conditions de Littrow [117] et est diffracté dans le même mode mais se propageant dans la direction opposée (direction décroissante selon l'axe x) [117]. Dans ce cas, le CP agit comme un réflecteur de Littrow distribué sur la longueur du guide. Enfin, à l'intérieur de la zone de Brillouin, la vitesse de groupe du mode peut être réduite par l'entremise de l'interaction entre 2 modes de même parité qui se traduira, si la condition d'accord de phase entre les deux modes est satisfaite, par une levée de dégénérescence ou anti-croisement (cf. figure 2.18(d)) entre les deux modes et la vitesse de groupe diminuera. L'intervalle de fréquences, $\Delta\omega_A$, sur lequel ce phénomène a lieu dépend de l'efficacité du couplage, κ , entre les modes selon la relation $\Delta\omega_A = 4\kappa c / (n_g^a + n_g^b)$ où n_g^a et n_g^b sont respectivement l'indice de groupe du mode qui se propage vers les x croissants et les x décroissants [117]. Pour obtenir une bande à vitesse de groupe faible mais constante, il faut en général combiner les mécanismes (c) et (d) en ajustant les largeurs d'anti-croisement $\Delta\omega_A$ des points (c) et (d) sur la figure 2.18(a). Généralement, le champ électrique du mode guidé dans un guide à CP est très fortement confiné à l'intérieur du défaut et donc le facteur de couplage, κ , entre les modes est fortement influencé par le motif du CP à proximité du défaut. Pour cette raison, le régime de lumière lente dans un guide à CP peut être optimisé (i.e. la dispersion associée peut être réduite) en modifiant les premières rangées de trous du CP de part et d'autre du défaut [115]. Comme représenté sur la figure 2.19, différentes techniques ont été expérimentées pour modifier la dispersion d'un mode lent. Par exemple dans [116] la position des deux premières rangées de trous est modifiée (cf. figure 2.19(a)). Dans l'article de Frandsen [118], c'est le rayon des trous qui est modifié pour contrôler la dispersion du mode guidé (cf. figure 2.19(b)).

La figure 2.20(a) montre le diagramme de dispersion d'un guide à CP ingénieré pour réduire la dispersion du mode lent en variant la position des deux premières rangées de trous. La bande du mode lent est mise en évidence en rouge. Cette région est caractérisée par un segment presque horizontal et avec une pente constante, contrairement à la région près de $k_x = \pi/a$ d'un guide non ingénieré représenté sur la figure 2.15(b). Dans la bande du mode lent, $\Delta\omega$, l'indice de groupe, représenté

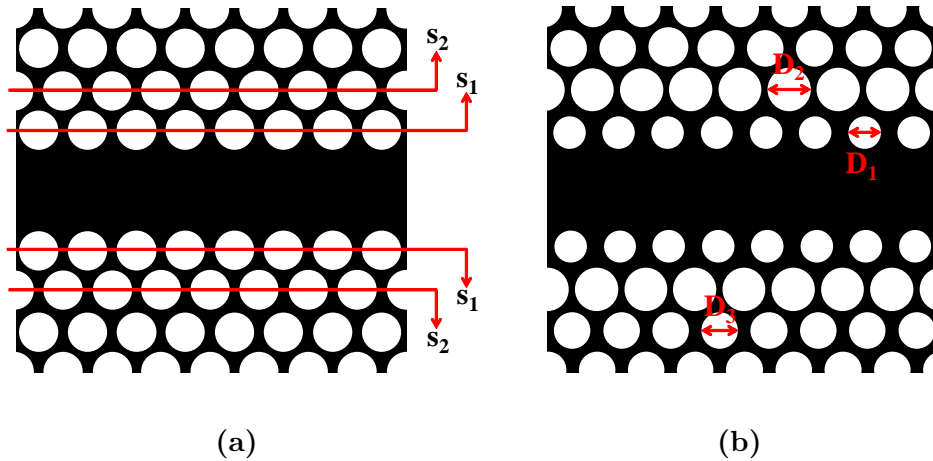


Figure 2.19 – Différentes techniques communément utilisées pour obtenir un guide à CP avec un mode en régime de lumière lente. En (a) les deux premières rangées de trous sont latéralement déplacées et en (b) le rayons des deux premières rangées de trous est modifié.

sur la figure 2.20(b), est compris entre 29 et 34 et la vitesse de groupe moyenne est $v_g = c/32$. Typiquement, des bandes d'environ 15 nm peuvent être obtenues pour des indices de groupe autour de 30.

Le tableau 2.4 montre un récapitulatif des résultats obtenus en utilisant différentes techniques de conception pour obtenir un guide à CP en régime de mode lent et à faible dispersion. La démonstration associée au DBP normalisé le plus élevé utilise le déplacement latéral de trous des deux premières rangées entourant le défaut linéaire. Notons que pour toutes ces techniques, le DBP normalisé est à peu près constant, c'est à dire qu'une augmentation de n_g implique une largeur spectrale plus étroite.

D'autres méthodes agissant sur le matériau ou la structure guidante permettent de ralentir la lumière. Par exemple la dispersion du matériau peut être modifiée en présence d'un fort champ électromagnétique avec le phénomène de transparence électromagnétique induite (EIT) [114]. Cette technique permet d'obtenir de très hauts indices de groupe ($\approx 10^{10}$) mais la largeur de bande de transparence optique est très étroite (i.e. de l'ordre de quelques kilohertz). De plus, dans la plupart des cas, ces phénomènes nécessitent des températures cryogéniques. Une autre méthode est l'utilisation de plusieurs cavités couplées (CROW). Ici la lumière est ralentie

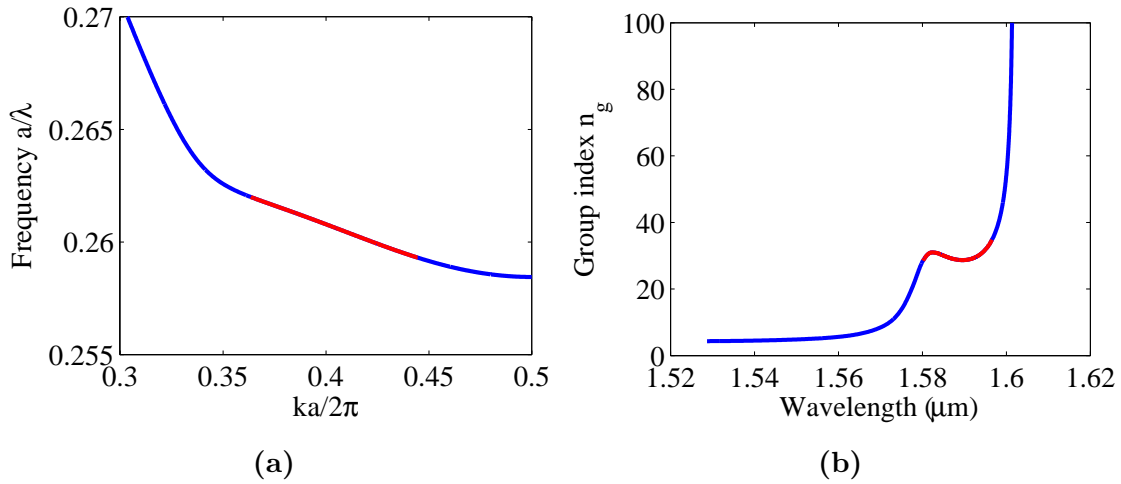


Figure 2.20 – (a) Diagramme de dispersion et (b) indice de groupe en fonction de la longueur d’onde calculés par PWE en 3D avec un guide à CP modifié pour soutenir un mode avec une faible vitesse de groupe et une faible dispersion. Le CP est sur une couche de 220 nm de Si suspendu dans l’air et a une période a de 414 nm, un rayon des trous $r=0.286a$, $s_1 = -0.130a$ et $s_2 = 0$. La bande du mode en régime de lumière lente est représentée en rouge.

par les résonances de chaque cavité qui peuvent être des cavités à CP [121], ou des résonateurs en anneaux [122]. Malgré les bons résultats expérimentaux obtenus avec ces structures (par exemple $n_g > 170$ et $n_g \Delta\omega/\omega_0 = 0.22$ [121]), leur réalisation technologique est plus complexe car la longueur d’onde de chaque résonateur est très sensible aux dimensions de la cavité et, en cas de désaccord, les performances des CROW sont fortement dégradées. Une autre méthode consiste à combiner en série des sections de guides à CP avec des dispersions différentes (PPCW) pour compenser la dispersion totale subie par le mode lent. Dans ces structures, une première section, par exemple, à dispersion anormale est suivie d’une deuxième section à dispersion normale qui compense l’effet de la première section. Ces guides sont généralement obtenus par une modification adiabatique de la taille des trous le long de la direction de propagation. En utilisant ce principe, T. Kawasaki et al. ont mesuré un $n_g = 60$ avec un $n_g \Delta\omega/\omega_0$ record de 0.38 [123]. L’inconvénient de ces structures est que, contrairement aux autres guides lents à CPs, une impulsion qui se propage dans ces guides n’est pas comprimée spatialement [114]. Or, comme on

Table 2.4 – Comparaison des résultats expérimentaux obtenus en utilisant différentes techniques pour réaliser un guide à CP avec un régime de lumière lente et dispersion ingénierée.

Technique	n_g	$n_g \Delta\omega/\omega_0$
Variation du rayon des trous [118]	37	0.24
Déplacement latéral des rangées de trous [116]	49	0.3
Déplacement longitudinal symétrique des rangées de trous [119]	60	0.16
Déplacement longitudinal asymétrique des rangées de trous [120]	~ 18	0.15

le verra dans la section suivante, la compression spatiale du pulse est précisément l'un des phénomènes qui permet aux modes lents d'exalter les phénomènes d'optique nonlinéaire. Enfin, des régimes de lumière lente ont aussi été obtenus dans les guides à CP à fente [111, 124] étudiés plus récemment. La dispersion du mode est dans ce cas ingénierée en modifiant la largeur de la ligne de défaut et celle de la fente. En plus d'un confinement du mode très important ($A_{eff} \approx 0.02 \mu\text{m}^2$), ces guides présentent un indice de groupe, mesuré expérimentalement, qui peut atteindre jusqu'à 20 [111].

Dans cette thèse, afin d'obtenir des guides à CP avec un mode en régime de lumière lente et de dispersion faible, la solution retenue est celle utilisée par J. Li et al. en [116] car, d'une part la lithographie à faisceaux d'électrons utilisée pour la réalisation des CPs permet un contrôle plus précis sur la position des trous que sur la dimension de leur rayon et d'autre part, parmi les résultats présentés dans la littérature, cette méthode a démontré les meilleures performances en termes de DBP.

2.3.3 Lumière lente et optique nonlinéaire

Comme déjà mentionné dans les sections précédentes, la faible vitesse de groupe de la lumière peut être avantageuse pour les applications d'optique nonlinéaire [48]. Pour illustrer quantitativement cet effet, on prend l'exemple du phénomène d'auto modulation de phase décrit dans la section 1.2.2. Dans le cas d'un guide sans pertes, le déphasage nonlinéaire, ϕ_{Max} , au centre d'une impulsion lumineuse, obtenu après

une longueur de propagation L le long du guide est donné par

$$\phi_{Max} = \gamma P_0 L \quad (2.18)$$

où P_0 est la puissance pic de l'impulsion et γ est le paramètre nonlinéaire du guide. Le premier effet du régime de lumière lente considéré est l'augmentation de la longueur d'interaction entre le guide et le mode. Comme argumenté dans la section précédente, la lumière lente est obtenue à partir d'une interaction cohérente entre des modes se propageant dans deux directions opposées. Les réflexions multiples dans le guide en résultant augmentent la longueur d'interaction entre la lumière et le matériau d'un facteur qui est égal au facteur de ralentissement, $S = n_{slow}/n_{fast}$, défini comme le rapport entre l'indice de groupe du mode lent, n_{slow} , et celui du mode rapide, n_{fast} . Cette augmentation est incluse dans l'équation (2.18) comme une augmentation de γ par le même facteur S :

$$\gamma' \leftarrow \gamma \times S. \quad (2.19)$$

Le deuxième effet du régime de lumière lente considéré est la compression spatiale, dans la direction du guide, que l'impulsion subit lors du passage d'une région à haute vitesse de groupe à une région à faible vitesse de groupe. Cette compression, représentée schématiquement sur la figure 2.21, augmente la densité d'énergie électromagnétique dans le matériau nonlinéaire. Si on suppose que l'énergie de l'impulsion ($\int U dL$) est conservée au passage entre les deux régions, on peut écrire :

$$U_{p1} \Delta L_1 = U_{p2} \Delta L_2 \quad (2.20)$$

où U_p est la densité d'énergie (par unité de longueur) au pic de l'impulsion et ΔL est l'extension spatiale de l'impulsion le long du guide dans la région de vitesse de groupe élevée, 1, ou faible, 2,. En réécrivant (2.20), il apparaît que le flux énergétique total ($\int U v dt = \int \Phi dt$) entre les différentes régions est également conservé. Pour une impulsion de durée temporelle $\Delta\tau$ et de vitesse de groupe v on a

$$U_{p1} v_1 \Delta\tau_1 = U_{p2} v_2 \Delta\tau_2. \quad (2.21)$$

En l'absence de dispersion on a $\Delta\tau_1 = \Delta\tau_2$ et donc, à partir de l'équation précédente, on obtient

$$U_{p2} = \frac{v_1}{v_2} U_{p1} = S U_{p1} \quad (2.22)$$

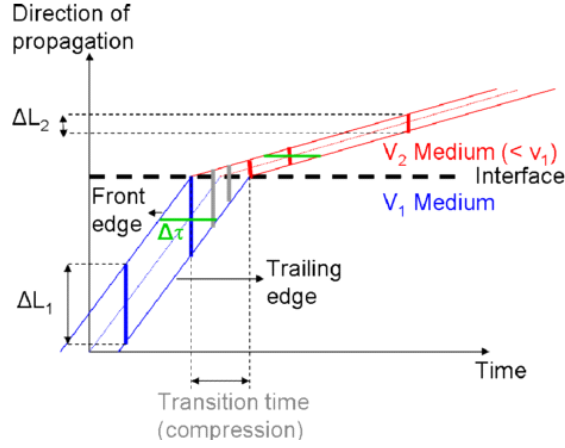


Figure 2.21 – Représentation schématique de la compression spatiale subie par une impulsion au passage entre une région à haute vitesse de groupe à une région à faible vitesse de groupe. Image reproduite depuis [48].

On en déduit que la densité d'énergie de l'impulsion dans la région à faible vitesse de groupe est augmentée d'un facteur S par rapport à la région à vitesse de groupe élevée. En regardant l'équation (2.18), une nouvelle contribution de ce facteur S peut être incluse dans le paramètre non linéaire γ . Donc, en première estimation, grâce au régime de lumière lente, γ est augmenté d'un facteur S^2 :

$$\gamma'' \leftarrow \gamma \times S^2. \quad (2.23)$$

Cette augmentation du paramètre non linéaire est estimée dans un cas idéal. Expérimentalement on est d'abord limité par la présence de dispersion liée au mode lent, qui induit un étalement temporel de l'impulsion³. De plus, le profil spatial du mode lent dans la direction latérale n'est pas égal à celui du mode rapide, ce qui induit des pertes au passage de l'impulsion entre les zones à différentes vitesses de groupe. Ces effets tendent à diminuer la densité énergétique de l'impulsion et l'exaltation du paramètre non linéaire γ , dû au régime de lumière lente, serait donc plutôt proportionnel à S^P où $1 \leq P \leq 2$. Enfin, le mode lent s'étale davantage dans la direction latérale, à l'intérieur du CP que le mode rapide, de sorte qu'une partie

3. Notons cependant, que dans certains cas, avec une dispersion anormale, l'impulsion peut être initialement comprimée dans le temps, ce qui peut, à l'inverse, renforcer l'intensité pic du champ de l'impulsion, et donc augmenter les effets non linéaires [125]

significative de l'énergie se retrouve dans les régions de faible indice où typiquement l'indice de réfraction nonlinéaire est faible (voire nul s'il s'agit de trous d'air). Ce dernier effet peut être pris en compte en définissant n_{2eff} , qui vient réduire l'indice nonlinéaire n_2 du matériau massif, comme

$$n_{2eff} = \frac{\int_{n_{high}Vol} |E|^4 dV}{\int_{Vol} |E|^4 dV} \quad (2.24)$$

où $n_{high}Vol$ est le volume dans la cellule unitaire du guide à CP occupé par le matériau de haut indice. Typiquement, $n_{2eff} \approx 0.8$ pour des guides à CP en Si/air avec un indice de groupe entre 20 et 50 et une dispersion ingénierée [48]. En conclusion des observations faites dans ce paragraphe, le paramètre nonlinéaire, γ , pour un mode dans le régime de lumière lente peut être estimé par l'intermédiaire de

$$\gamma = \frac{n_{2eff} n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \times S^P. \quad (2.25)$$

où les effets liés au régime de lumière lente apparaissent au travers des facteurs n_{2eff} et S . Expérimentalement des valeurs de γ de $4000 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ ont été mesurées [48] pour un mode avec un indice de groupe $n_g = 40$, qui est presque un ordre de grandeur supérieur au γ typique obtenu dans des nanoguides (voir tableau 2.5). Bien que l'exaltation de la réponse nonlinéaire résultant de cette augmentation de gamma ait été démontrée dans ces structures, leur emploi est entravé par un certain nombre de difficultés et contraintes qui font l'objet de la prochaine section.

2.3.4 Contraintes liées aux modes lents

Pertes par propagation

Au-delà des avantages du régime de lumière lente pour l'exaltation des phénomènes d'optique nonlinéaire décrits dans la section précédente, ces modes présentent un certain nombre d'inconvénients qui nécessitent des précautions et un travail d'ingénierie particuliers. Tout d'abord, il est important d'observer que les effets linéaires, comme par exemple les pertes par propagation sont, comme les effets nonlinéaires, exaltés à cause de l'augmentation de la longueur d'interaction entre la lumière et le guide "lent". De plus, la distribution spatiale des modes lents est généralement plus

étendue dans le motif du CP et, en particulier, le champ électrique est plus intense au bord des trous définissant le CP par rapport à un mode rapide, comme montré sur la figure 2.22. Or, ces interfaces présentent une rugosité, imposée par le processus de fabrication ; les pertes causées par ces défauts sont ainsi plus importantes pour les modes lents que pour les modes rapides. Les pertes par propagation augmentent donc avec l'indice de groupe du mode et, par exemple, peuvent facilement atteindre des valeurs autour de 50 dB/cm pour un mode avec un $n_g \sim 20$ [118, 126].

Un modèle analytique pour décrire les pertes par propagation d'un mode en régime de lumière lente dans un guide à CP a été développé par L. O'Faolain et al. dans [126]. Dans ce modèle, le coefficient de pertes par propagation, α , est donné par

$$\alpha = \Psi n_g + P n_g^2 \quad (2.26)$$

où le premier terme $\Psi = c_1 \psi$ est relatif aux pertes par radiation hors du plan, qui sont causées par la rugosité aux interfaces, et $P = c_2 \rho$ est relatif aux pertes par diffraction, qui sont causées par le désordre introduit dans la structure du CP par le processus de fabrication. Les facteurs c_1 et c_2 dépendent de la technologie utilisée pour la fabrication. L'influence de la distribution spatiale du mode sur α est incluse dans les facteurs ψ et ρ . Le facteur ρ est dérivé en considérant les défauts comme des sources dipôlares :

$$\rho = \sum_n \left| \int_{L_c} E_T E_T + (\varepsilon_1 \varepsilon_2)^{-1} D_N D_N dr \right|^2 \quad (2.27)$$

où E_T est la composante du champ électrique tangentielle aux trous, D_N est la composante du champ de déplacement orthogonale aux trous, ε_1 et ε_2 sont les deux constantes de permittivité des matériaux constituant le CP. Dans l'équation (2.27) les bords des trous ont été divisés en n sections de longueur L_c où L_c est la longueur

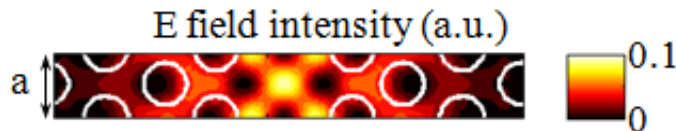


Figure 2.22 – Profil d'intensité du champ électrique du mode lent ($n_g = 30$) calculé en utilisant les mêmes paramètres que pour la figure 2.17.

de cohérence des défauts introduits par le processus de fabrication. Si, pour calculer ψ , on suppose que le couplage entre le mode de Bloch et les modes dans l'espace libre est indépendant de la longueur d'onde et de la position, on obtient

$$\psi = \sum_n \left| \int_{L_c} E_T + (\varepsilon_1 \varepsilon_2)^{-1} D_N dr \right|^2. \quad (2.28)$$

Dans [126], L. O'Faolain et al. ont démontré que la longueur de cohérence des défauts, L_c , doit être étendue à toute la circonférence des trous pour que le modèle puisse fidèlement reproduire les mesures expérimentales.

En observant l'équation (2.26) on constate que les pertes dans les guides à CP sont produites par la rugosité aux interfaces mais dépendent donc également de la variation du rayon des trous et de leur déplacement par rapport au motif du CP. En effet, ces deux facteurs sont intrinsèquement liés car, par exemple, la rugosité peut aussi être interprétée comme une variation locale du rayon d'un trou dans le motif du CP. Donc, comme les modes lents sont plus étendus dans le motif du CP, ils seront beaucoup plus sensibles à ces variations introduites par la fabrication et ils auront des pertes plus importantes que les modes rapides. D'ailleurs, L. O'Faolain et al. ont observé que les pertes par diffraction dominent près de $ka/2\pi = 0.5$, mais leur impact est moins sévère dans des régions d'anti-croisement dans la zone de Brillouin, comme celles utilisées pour un guide lent à ingénierie de dispersion (cf. figure 2.18(a)). Comme les pertes par diffraction augmentent proportionnellement à n_g^2 , contrairement aux pertes par radiation qui sont proportionnelles à n_g , il est préférable d'optimiser la dispersion du mode pour obtenir le régime de lumière lente dans la zone d'anti-croisement car, pour le même n_g , les pertes par propagation seront moins élevées qu'au bord de la zone de Brillouin. Enfin, ce problème de fortes pertes de propagation est tempéré pour les applications d'optique nonlinéaire par le fait que, grâce à la forte exaltation des phénomènes nonlinéaires en régime de lumière lente, les dispositifs peuvent mesurer seulement quelque centaines de micromètres de longueur.

Couplage au mode lent

Un deuxième problème lié aux guides à CP avec un mode à faible vitesse de groupe est le couplage entre mode lent et mode rapide au niveau de la transition. Des nanoguides sont souvent utilisés pour coupler la lumière dans ces structures. Le mode fondamental de ces nanoguides a un indice de groupe autour de 4 qui est déterminé principalement par l'indice de réfraction du silicium. La différence de vitesse de groupe entre les deux modes rend dans ce cas le couplage hautement inefficace. Ceci peut être pressenti en considérant le flux d'énergie à l'interface entre les deux guides, $\Phi = Uv_g$. En négligeant la dispersion ($\Delta\tau_1 = \Delta\tau_2$), pour un flux donné, la densité d'énergie du mode lent est plus élevée que celle du mode rapide à cause d'une vitesse de groupe moins élevée. À l'interface entre les deux régions de vitesses de groupe différentes, pour satisfaire les conditions aux interfaces, certaines composantes des champs doivent être constantes et ceci n'est possible que pour de faibles flux d'énergie dans le guide supportant le mode lent. Pour améliorer le couplage entre le mode rapide du nanoguide et le mode lent du CP, un taper peut être inséré entre les deux zones. Comme montré sur la figure 2.23, ce taper consiste par exemple en l'insertion d'un CP dont la période dans la direction de propagation a été augmentée par rapport au guide à CP "lent", de façon à décaler en fréquence le mode du CP et augmenter sa vitesse de groupe dans la région spectrale d'intérêt. Le couplage entre le mode du nanoguide et le mode du taper peut être efficace car la constante de propagation est similaire dans les deux structures. Le couplage au mode lent avec la configuration présentée sur la figure 2.23 est assuré par la présence de modes évanescents [127,128]. En effet, près de l'interface dans le CP à faible vitesse de groupe, l'amplitude du mode de propagation est presque comparable à celle du mode évanescent. Ceci permet de rapprocher la distribution transversale du mode dans le CP "lent" à celle du mode dans le taper à CP [128]. En s'éloignant de l'interface, le mode évanescent décline très rapidement et seul le mode lent se propage dans le CP. En utilisant cette méthode, des efficacités de couplage entre mode lent et mode rapide de plus de 90% pour des $n_g > 1000$ peuvent être obtenus [127].

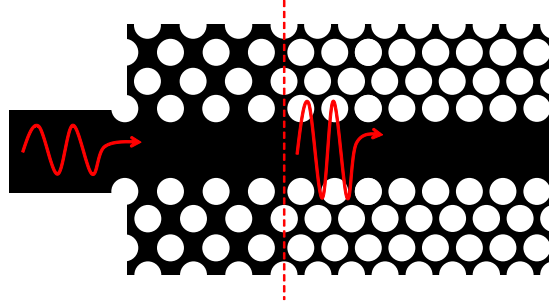


Figure 2.23 – Représentation schématique du taper (région centrale à période étirée dans la direction de propagation) qui peut être utilisé pour augmenter le couplage d’un nanoguide (à gauche) au mode lent du CP (à droite).

Exaltation de l’absorption nonlinéaire

Le troisième inconvénient des régimes de lumière lente est intrinsèquement lié à leur avantage pour les applications d’optique nonlinéaire. En effet, dans ce régime de propagation, tous les effets nonlinéaires sont exaltés, y compris ceux qui sont souvent indésirables, comme l’absorption nonlinéaire, et en particulier l’absorption à deux photons. L’augmentation du TPA renforce également la génération de porteurs libres dans le matériau qui ont un effet néfaste sur les applications de traitement du signal, comme décrit à plusieurs reprises dans le chapitre 1. Le FCA augmente proportionnellement à S^3 car la génération de porteurs libres augmente d’un facteur S^2 avec l’augmentation du TPA et la longueur d’interaction de la lumière avec ces porteurs libres est augmentée d’un autre facteur S par le régime de lumière lente. Ce phénomène a été expérimentalement observé dans des guides à CP en régime de mode lent, réalisés sur du silicium cristallin [129]. Sur la figure 2.24 on peut voir que la saturation de la puissance du signal transmis est de plus en plus sévère avec l’augmentation de l’indice de groupe du mode, indiquant que l’absorption nonlinéaire causée par le TPA et FCA augmentent en effet significativement avec le ralentissement de la lumière.

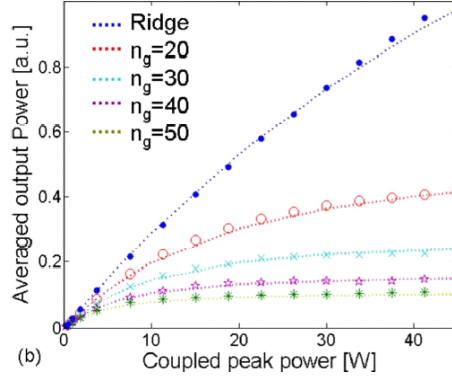


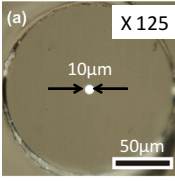
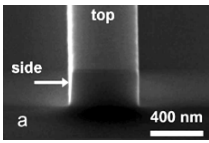
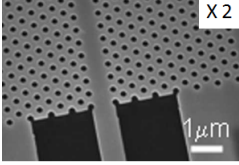
Figure 2.24 – Puissance moyenne en sortie de guide en fonction de la puissance pic couplée dans un nanoguide silicium (ridge) et dans des guides CP silicium avec des modes ayant des indices de groupe de 20, 30, 40 et 50. Les valeurs expérimentales (points) sont comparées aux résultats de simulations (lignes pointillées). Reproduit depuis [129].

2.3.5 Applications du régime de lumière lente

Malgré les inconvénients décrits dans la section précédente, les guides à CP en régime de lumière lente ont démontré un fort potentiel pour l'exaltation des phénomènes optiques non linéaires grâce à la forte augmentation du paramètre γ . Les propriétés de ces guides sont comparées aux nanoguides et aux fibres monomodes sur le tableau 2.5.

Les guides à CP offrent un facteur de confinement qui est du même ordre de grandeur que pour les nanoguides. Par contre γ peut être de 10 à 100 fois plus élevé dans les guides à CP en régime de lumière lente. L'augmentation des pertes par propagation dans les guides à CP fait que la nonlinéarité maximum accessible par unité de puissance, c'est à dire $\gamma \times L_{eff}^{max}$ (cf. section 1.2.2), égal au rapport γ/α est autour de 2 W^{-1} dans les guides à CP « lents » contre 50 W^{-1} dans des nanoguides. Cela montre que par unité de puissance incidente, les guides lents à CP ont une réponse non linéaire maximum moindre, mais celle-ci est atteinte pour des structures beaucoup plus courtes (de l'ordre de $10^2 \mu\text{m}$). À ces longueurs physiques, la différence entre les longueurs effectives d'un nanoguide et d'un guide à CP est réduite et on bénéficie clairement du régime de lumière lente. Par exemple, avec un mode lent ($n_g = 50$) dans des guides à CP de longueur $L = 80 \mu\text{m}$ fabriqués en c-Si, la puissance pic nécessaire pour doubler la largeur spectrale d'une impulsion est 6 fois plus petite

Table 2.5 – Comparaison des performances entre différentes structures d’optique guidée, respectivement une fibre monomode (SMF) standard en silice, un nanoguide en silicium cristallin, et un guide à CP en silicium cristallin supportant un mode lent à dispersion ingénierée.

	SMF	Nanoguide	Guide à CP en mode lent
			
A_{eff} (μm^2)	50	0.1	0.5
Contrôle dispersion	✓	✓	✓✓
α (dB/cm)	10^{-6}	0.5	20-100
γ ($\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$)	0.003	6×10^2	$10^2 - 10^3$
$L_{eff}^{max} = 1/\alpha$ (cm)	4.3×10^6	8.7	0.2 – 0.04
$\gamma \times L_{eff}^{max}$ (W^{-1})	130	52	1 – 3

SMF=fibre mono-mode.

qu’en utilisant un nanoguide en c-Si de la même longueur [48]. Une augmentation remarquable de l’efficacité de la génération de la troisième harmonique a également été démontrée dans ces guides [28], utilisés pour du traitement tout-optique du signal à des débits atteignant 640 Gbit/s [130]. Ces réalisations mettent en évidence le potentiel des guides à CPs en régime de lumière lente pour la réalisation de dispositifs très compacts et qui opèrent à relativement faible puissance.

Cependant, dans ces démonstrations sur silicium cristallin, la forte augmentation du TPA et du FCA limitent les bénéfices du régime de lumière lente. L’utilisation de matériaux avec une absorption à deux photons très faible, voire nulle, est nécessaire pour exploiter pleinement les avantages du régime de lumière lente vis à vis de l’optique nonlinéaire. Le paramètre nonlinéaire obtenu en exploitant des guides à CP lents sur certains de ces matériaux alternatifs est indiqué dans le tableau 2.6 en le comparant à la valeur obtenue en utilisant du silicium cristallin. Par exemple, en

Table 2.6 – Comparaison du paramètre nonlinéaire du mode lent dans des guides à CP fabriqués en utilisant différents matériaux.

Matériau	n_g	γ ($\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$)
Silicium cristallin [48]	20-50	990-6000
GaInP [131]	9	920
Chalcogénure [134]	20	6.3×10^4

utilisant un guide à CP en régime de mode lent fabriqué en GaInP (où le TPA est nul à $1.55 \mu\text{m}$), la propagation de solitons a été démontrée, permettant la compression temporelle d'une impulsion dans un guide de seulement 1.3 mm de longueur [131], ainsi qu'un amplificateur paramétrique optique avec un gain-net hors puce de 5 dB (régime de pompe pulsée) [132] ou la génération de deuxième harmonique avec une efficacité de conversion $\eta = 2 \times 10^{-4} \text{ W}^{-1}$ sur une bande de 10 nm [133]. Par ailleurs, l'utilisation de chalcogénures pour réaliser des guides à CP en régime de mode lent a permis de diminuer la puissance nécessaire pour obtenir la même réponse nonlinéaire que dans un guide conventionnel dans le même matériau [134]. Grâce à la TPA plus faible dans ce type de matériaux, l'efficacité de la THG peut être augmentée d'un facteur 30 dans des guides à CP à mode lent fabriqués en chalcogénures par rapport aux réalisations en c-Si [135]. Dans ce contexte, nous avons choisi d'étudier dans cette thèse les propriétés du a-Si :H dont le FOM (cf. mesures présentées dans le chapitre 3) en fait un matériau assez bien adapté pour réaliser un composant à CP en régime de lumière lente pour des applications de traitement tout optique du signal sur puce.

2.4 Conclusions

Ce chapitre s'est intéressé à l'exaltation des phénomènes nonlinéaires dans des structures à cristaux photoniques (CP) planaires. Le fort confinement de la lumière et le grand degré de liberté pour façonner la dispersion dans ces structures leur confèrent un fort potentiel pour des applications d'optique nonlinéaire. Ce fort po-

tentiel a été largement démontré pour le silicium cristallin, un matériau pourtant pénalisé par une forte absorption nonlinéaire aux longueurs d'onde télécom. L'efficacité des phénomènes nonlinéaires peut être augmentée en utilisant des cavités à CP en raison du rapport Q/V élevé de ces structures. Comme exemple d'application, nous avons observé et analysé la génération du signal de deuxième harmonique dans une cavité à CP en silicium cristallin réalisée à l'INL. Ce chapitre s'est également intéressé aux guides à CP en comparant leurs potentialités pour l'optique nonlinéaire avec celles des nanoguides présentés dans le Chapitre 1. Les structures à CP permettent d'atteindre un confinement similaire à celui des nanoguides mais les pertes par propagation sont généralement plus élevées, limitant la pertinence de leur utilisation à des structures courtes (i.e. typiquement moins de 5 mm). Par contre, les guides à CP offrent un degré de liberté plus élevé pour modéliser la dispersion du mode guidé en modifiant localement la géométrie du CP. Une application importante de cette propriété est l'obtention d'un mode à vitesse de groupe faible et relativement constante sur une certaine plage spectrale. Ce régime permet une exaltation importante des phénomènes optiques nonlinéaires qui se traduit par une augmentation du paramètre nonlinéaire γ , en première estimation proportionnelle au facteur de ralentissement de la lumière au carré, S^2 . Des mesures sur des guides à CP en silicium cristallin en régime de lumière lente ont confirmé la possibilité d'atteindre des paramètres nonlinéaires, γ , de $5 - 6 \times 10^3 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$, bien supérieurs aux valeurs de $600 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$, typiquement mesurés dans des nanoguides réalisés sur le même matériau. Cette exaltation significative de la réponse nonlinéaire Kerr par un régime de lumière lente, est tempérée, pour l'utilisation d'un matériau possédant une forte TPA (ou un faible FOM nonlinéaire) par l'augmentation simultanée des phénomènes d'absorption nonlinéaire, qui représente un obstacle à l'exploitation de cette approche pour les applications de traitement tout-optique du signal. Dans ce contexte, nous avons développé, dans cette thèse, des guides à CP en régime de lumière lente réalisés sur du silicium amorphe hydrogéné car ce matériau possède un FOM bien plus élevé que le silicium cristallin (cf. 1.3.4). Ce FOM est mesuré pour les structures réalisées au CEA-LETI dans le chapitre suivant et la réalisation de structures à CP sur cette plate-forme fait l'objet du chapitre 4.

Chapitre 3

Caractérisation de la réponse optique nonlinéaire de matériaux au delà du silicium cristallin

Le chapitre 1 a mis en évidence combien l'absorption nonlinéaire élevée du silicium cristallin (comme le TPA et le FCA) aux longueurs d'onde télécom pouvait être pénalisante pour certaines applications d'optique nonlinéaire requérant de hautes intensités. À cette occasion nous avons présenté des techniques pour tempérer ces effets, notamment l'utilisation de jonctions p-i-n sous tension inverse, qui permettent de balayer les porteurs libres, générés par TPA, hors du coeur du guide. Ces techniques permettent la réduction des pertes non linéaires associées au FCA, mais ne s'attaquent pas au coeur du problème à savoir la réduction du TPA, ou son corollaire, l'augmentation du FOM tel que défini dans la section 1.3.4. Dans ce cadre, deux stratégies (voire une combinaison de ces deux stratégies) ont été identifiées vers les années 2010 par la communauté photonique silicium nonlinéaire [25] : conserver le Si mais changer la longueur d'onde d'opération ou utiliser un matériau, toujours compatible CMOS, et présentant des propriétés nonlinéaires (notamment en termes de FOM) mieux adaptées que le silicium aux applications de traitement ultra-rapide du signal aux longueurs d'onde télécom. Dans les deux cas, il s'agit en fait de trouver une combinaison matériaux/longueur d'onde présentant une énergie

de gap suffisamment élevée pour réduire voire s'affranchir de tout TPA, tout en conservant un indice nonlinéaire n_2 raisonnablement élevé.

Guidés par cet objectif, nous avons exploré deux familles de matériaux dans deux gammes spectrales différentes. Dans ce chapitre, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus en caractérisant la réponse optique nonlinéaire du silicium amorphe hydrogéné (a-Si :H) à la longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$ et celle du silicium germanium (SiGe) dans le bas moyen-infrarouge (MIR) entre 3.25 et $4.75 \mu\text{m}$. Le but de ces mesures est d'estimer les paramètres qui décrivent la réponse optique non linéaire de ces deux matériaux fabriqués au CEA-Leti, Grenoble, France. Cela a une double utilité : d'une part elles nous permettent d'estimer le potentiel de chacun des deux matériaux pour des applications de traitement tout-optique du signal dans les domaines spectraux considérés, à travers l'évaluation du FOM (défini dans la section 1.3.4) et d'autre part, les paramètres ainsi obtenus sont essentiels pour la conception de futurs dispositifs basés sur les phénomènes optiques nonlinéaires (voir par exemple le chapitre 4).

Dans les deux cas présentés dans ce chapitre, les caractérisations consistent à mesurer la transmission nonlinéaire d'impulsions optiques d'une durée temporelle de quelques picosecondes ou quelques centaines de femtosecondes dans des guides d'onde fabriqués au CEA-Leti. La confrontation de ces résultats expérimentaux aux résultats théoriques obtenus par la résolution de l'équation de Schrödinger nonlinéaire (telle que décrite dans les sections 3.1.3 et 3.2.4) nous permet alors d'estimer les valeurs des paramètres nonlinéaires des matériaux.

Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons les résultats obtenus sur le a-Si :H à la longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$. Les résultats de la caractérisation non linéaire de guides SiGe dans le bas moyen infrarouge (MIR) sont présentés dans la deuxième partie.

3.1 Silicium amorphe hydrogéné : une plate-forme nonlinéaire à 1.55 μm

Dans cette thèse, nous étudions le silicium amorphe hydrogéné (a-Si :H) comme plateforme potentielle pour les applications d'optique nonlinéaire à la longueur d'onde, λ , de 1550 nm, soit au centre de la bande C qui est normalement utilisée pour les applications télécom. En effet, grâce à une énergie de bande interdite plus élevée que celle du c-Si ($E_g = 1.12$ eV), une réduction significative du TPA à 1550 nm est escomptée pour le a-Si :H ($E_g \approx 1.7$ eV) [81]. Le β_{TPA} diminuant beaucoup plus rapidement que n_2 à des fréquences telles que $\hbar\omega/E_g < 0.7$ [136] (qui correspond à $\lambda \approx 1550$ nm), ceci doit conduire à une augmentation du FOM. Ce raisonnement a conduit la communauté photonique silicium à s'intéresser, ces dernières années, au silicium amorphe comme potentielle alternative à son homologue cristallin pour l'optique nonlinéaire aux longueurs d'onde télécom. L'augmentation du gap du matériau a en effet conduit à une réduction significative du β_{TPA} mesuré dans le a-Si :H jusqu'à 0.08 cm/GW [80] (c.f. $\beta_{TPA} = 0.79$ cm/GW [37]). Néanmoins dans les premières démonstrations, le FOM reste proche de celui du c-Si (~ 0.5) car la réduction du TPA s'accompagne d'une diminution du n_2 . D'autres études ont montré qu'en modifiant opportunément l'énergie de bande interdite du a-Si :H, une meilleure balance entre réduction de β_{TPA} et de n_2 pouvait être atteinte, augmentant le FOM à des valeurs de 0.97–1.1 [137,138] et 2.2 [81]. Ces progrès ont permis, à titre d'exemple, la démonstration d'amplification paramétrique sur puce par FWM dans un guide de 1.1 cm de longueur avec un gain de +26 dB dans la bande C en régime de pompe pulsée ($P_p = 5.3$ W) [139] (le maximum démontré avec un nanoguide en c-Si étant de +4.2 dB [60]). Par ailleurs, un problème de dégradation de la réponse optique nonlinéaire du matériau a-Si a été constatée par certains groupes [81]. Successivement le a-Si :H a été utilisé ainsi pour des démonstrations de commutateurs ultra-rapides [140], demultiplexeur optique à division temporelle de 172 Gb/s à 43 GB/s [75] et pour de la génération de supercontinuum [141]. Toutes ces études montrent que, d'une part, les propriétés optiques du a-Si :H, a priori prometteuses,

dépendent fortement du processus de fabrication utilisé, et qu'il existe autant de a-Si :H différents que de groupes développant cette filière matériau. Retenons qu'il est en principe possible d'améliorer le FOM du matériau en modifiant l'énergie de bande interdite. D'autre part, avant de pouvoir sérieusement proposer le a-Si :H comme future plateforme pour les applications d'optique nonlinéaire, la question sur la dégradation de la réponse optique du matériau doit être clarifiée. Ces deux points ont motivé notre étude nonlinéaire sur les guides en a-Si :H développés au CEA-Leti, avec une attention particulière portée au FOM nonlinéaire mais aussi la stabilité potentielle de ce matériau.

Nous décrivons respectivement dans les sections 3.1.1 et 3.1.2 les différentes étapes de fabrication des guides a-Si :H et le banc expérimental mis en place pour caractériser ces guides en régime nonlinéaire. Les résultats expérimentaux sont présentés dans la section 3.1.3 et sont comparés aux résultats théoriques obtenus par la résolution de l'équation de Schrödinger nonlinéaire (cf. chapitre 1) afin d'estimer les paramètres nonlinéaires du a-Si :H fait au CEA-Leti. Ces paramètres nonlinéaires sont utilisés dans la section 3.1.4 pour estimer le FOM de ce matériau. Enfin, dans la section 3.1.5, nous présentons nos mesures expérimentales sur la stabilité temporelle de la réponse nonlinéaire de nos dispositifs en a-Si :H.

3.1.1 Fabrication

Les nanoguides en a-Si :H, de dimensions typiques (220 nm de hauteur par 500 nm de largeur, cf figure 3.1(a)) sont fabriqués au CEA-Leti en utilisant une ligne de fabrication CMOS pour wafers de 200 mm. Une couche de 1.7 μm de silice est initialement déposée sur un substrat en c-Si. Une couche de 220 nm d'épaisseur de a-Si :H est par la suite déposée sur la silice en utilisant un dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD) à une température de 350 °C. Pour la structuration des nanoguides, des techniques conventionnelles de lithographie (lithographie UV-profonde à 193 nm) et gravure sèche (HBr) couplées à l'utilisation d'un masque dur en silice sont utilisées. Une deuxième étape de lithographie et gravure est utilisée pour la fabrication des coupleurs à réseaux intégrés sur la puce pour coupler

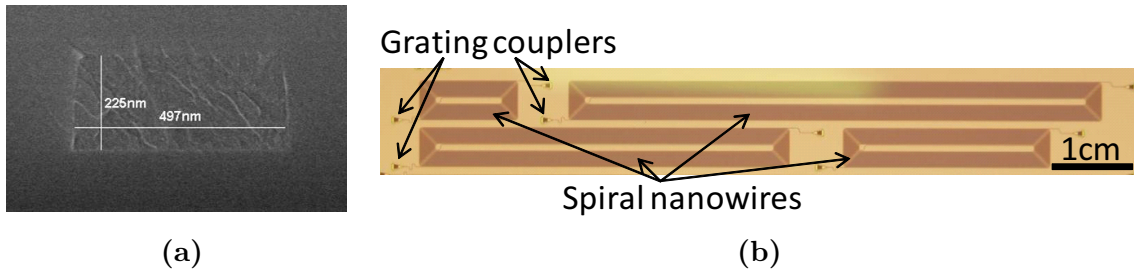


Figure 3.1 – (a) Image SEM de la section d’un nanoguide en a-Si :H entouré de silice. (b) Ensemble des quatre nanoguides de différentes longueurs qui ont été fabriqués. Les coupleurs à réseau sont visibles aux deux extrémités de chaque nanoguide.

la lumière dans les nanoguides depuis l’espace libre. Les structures ainsi obtenues sont finalement enterrées par une couche de 500 nm de silice en utilisant un dépôt plasma à haute densité. Une image SEM de la section d’un nanoguide fabriqué est présentée sur la figure 3.1(a). Les nanoguides sont disposés en spirale et les coupleurs à réseaux sont placés aux deux extrémités du guide, comme montré sur la figure 3.1(b). Plusieurs nanoguides avec des longueurs de 2.78 cm, 4.72 cm, 8.38 cm et 11.06 cm sont fabriqués sur la même puce afin de pouvoir facilement réaliser des mesures de pertes linéaires par une méthode “cut-back”.

Le logiciel FEMSIM nous permet de calculer la dispersion de la vitesse de groupe du mode guidé à la longueur d’onde de 1550 nm (pour un guide de section $500 \times 220 \text{ nm}^2$), qui vaut $-0.42 \text{ ps}^2/\text{m}$ et l’aire effective du mode guidé (donné par l’équation (1.13)), qui est de l’ordre de $0.07 \text{ }\mu\text{m}^2$.

3.1.2 Banc de caractérisation d’optique linéaire et nonlinéaire des guides

Nous avons caractérisé les nanoguides en a-Si :H au CEA-Leti en exploitant et adaptant une station sous pointe. Le banc utilisé est schématiquement représenté sur la figure 3.2(a). La source utilisée est un laser fibré à verrouillage de modes qui émet des impulsions centrées à la longueur d’onde de $1.55 \text{ }\mu\text{m}$ avec une durée (largeur totale à mi-hauteur) de 1.8 ps à un taux de répétition de 20 MHz. Les impulsions émises par cette source ont une amplitude à forme de sécante hyperbolique et sont

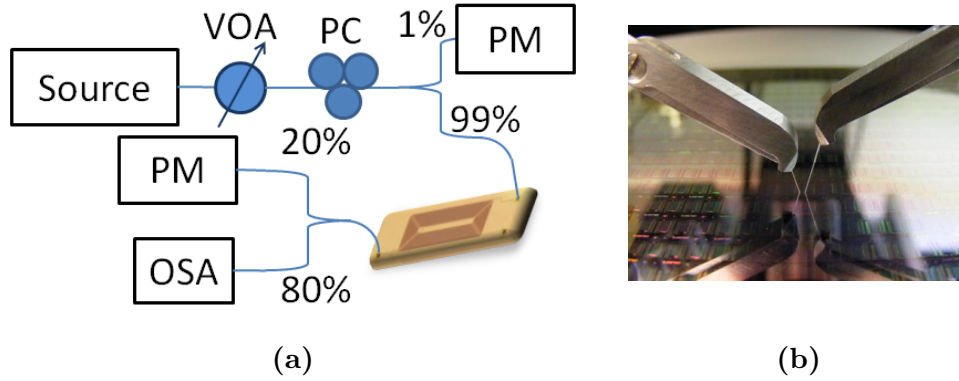


Figure 3.2 – (a) Représentation schématique du banc de caractérisation. VOA=atténuateur optique variable, PC=contrôleur de polarisation, PM=puissance-mètre et OSA=analyseur de spectre optique. (b) Photographie montrant le couplage entre les fibres et la puce.

limitées par transformée de Fourier. Á la sortie du laser, un atténuateur variable est utilisé pour contrôler la puissance injectée dans le nanoguide. La lumière est ensuite polarisée en transverse-électrique (TE) avec un contrôleur de polarisation. Une partie de la lumière est envoyée vers un puissance-mètre avec un coupleur fibré 99 :1. La lumière est couplée au guide par l'intermédiaire des coupleurs par réseaux, comme montré sur la figure 3.2(b). Un deuxième coupleur fibré 80 :20 situé en sortie du guide envoie la lumière transmise respectivement sur un analyseur de spectre optique(OSA) et un puissance-mètre.

Les pertes de couplage entre les fibres mono-mode et les coupleurs à réseaux sont estimées à 10.5 dB en injection et 12 dB en collection autour de 1550nm (cf. section 3.1.3). Ces valeurs sont plus élevées que celles accessibles pour des structures de ce type optimisées [81]. Cela est dû à une sur-gravure des réseaux durant la fabrication. Les pertes linéaires des nanoguides fabriqués ont été mesurées avec la méthode dite “cut-back” en exploitant des guides de différentes longueurs. D’après les résultats présentés sur la figure 3.3(a), le coefficient des pertes par propagation, α , mesuré à la longueur d’onde de 1550 nm est de 4.5 dB/cm. Cette valeur est comparable à celles que l’on peut trouver dans la littérature pour ce type de structures en a-Si :H [81, 142]. Avec cette valeur de α , la longueur effective maximum ($L_{eff}^{max} = 1/\alpha$, définie en section 1.2.2) des guides est de 0.96 cm. En utilisant la station sous-pointe

du CEA-Leti on peut conduire une étude statistique de α sur l'ensemble du wafer de 200 mm. Cette étude est intéressante dans la perspective d'une production à large échelle où une bonne fiabilité de reproduction est nécessaire. Sur la figure 3.3(b) on observe une variation de 1.4 dB du coefficient des pertes par propagation mesuré sur toutes les puces fabriquées, indiquant une bonne reproductibilité des structures.

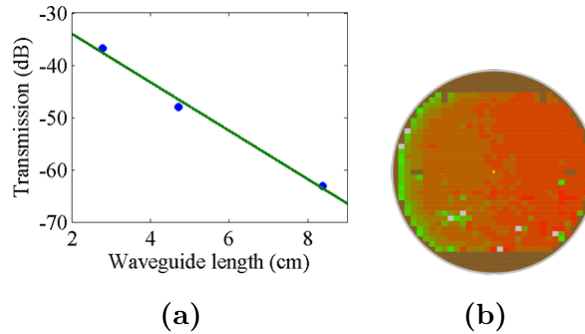


Figure 3.3 – (a) Transmission en fonction de la longueur du guide. Les mesures (points) sont représentés avec un fit linéaire (ligne). (b) Valeur du coefficient des pertes par propagation α sur l'ensemble du wafer. L'échelle couleurs représente une variation de α entre 3 et 4.4 dB/cm. Ces mesures sont conduites en utilisant la station sous pointe au CEA-Leti, France.

3.1.3 Résultats des mesures optiques nonlinéaires en transmission

Pour estimer expérimentalement la réponse optique nonlinéaire du a-Si :H on mesure le spectre des impulsions transmises à travers les nanoguides de 2.78 et 4.72 cm de long en fonction de leur puissance pic couplée au guide. Les spectres mesurés sont présentés sur la figure 3.4.

En augmentant la puissance pic couplée dans le guide, on observe l'élargissement spectral de l'impulsion et l'apparition de modulations dans ce spectre, caractéristiques du phénomène d'auto modulation de phase (SPM). On remarque également que les spectres transmis élargis restent symétriques par rapport à la longueur d'onde centrale de l'impulsion à 1.55 μm , indiquant que les effets des porteurs libres générés

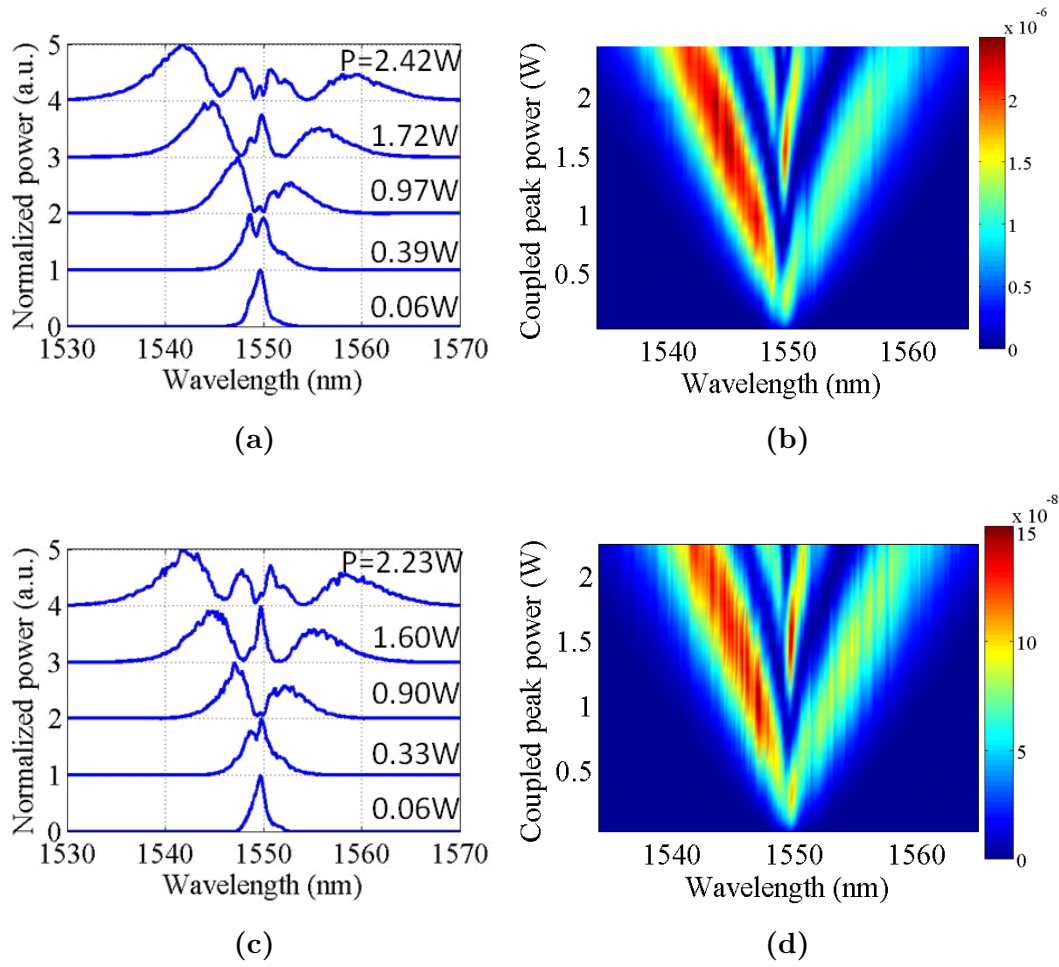


Figure 3.4 – (a)-(d) Spectres des impulsions transmises par les nanoguides en fonction de leur puissance pic couplée, P , pour des guides de 2.78 cm, (a) et (b), et 4.72 cm, (c) et (d), de longueur. L'échelle de couleurs en (b) and (d) représente la puissance mesurée en Watts par l'OSA.

par TPA sont négligeables (cf. section 1.3.2) [46]. On peut constater dans le même temps, en comparant les spectres de la figure 3.4(a) (guides de 2.78 cm de long) et 3.4(c) (guides de 4.72 cm de long), l'impact néfaste des pertes linéaires de propagation sur la réponse nonlinéaire (cf. section 1.2.2). Pour une longueur de guide quasi-doublée, l'élargissement spectral de l'impulsion transmise reste en effet très similaire dans les deux cas. Cela est directement lié aux pertes par propagation des nanoguides, $\alpha = 4.5$ dB/cm, qui donnent une longueur effective, L_{eff} (donné dans la section 1.2.2), similaire pour les deux guides (0.9 cm et 0.95 cm).

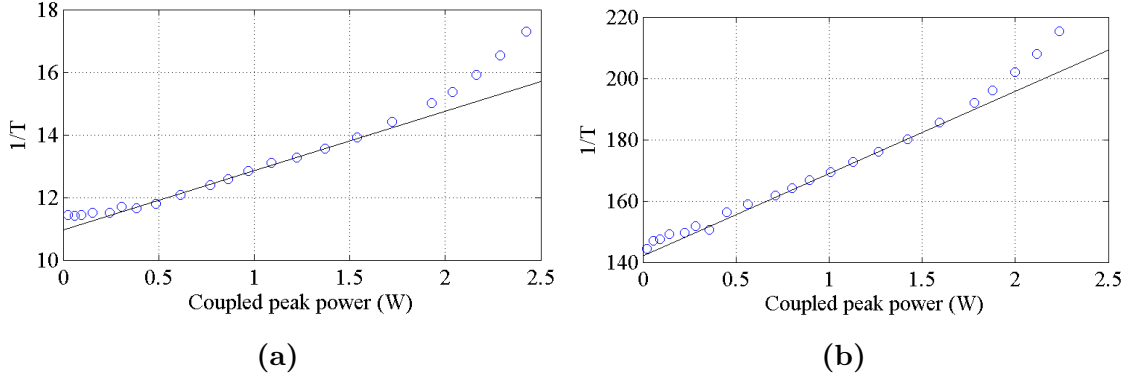


Figure 3.5 – (a)-(b) Inverse de la transmission en fonction de la puissance pic couplée aux nanoguides de longueur 2.78 cm et 4.72 cm respectivement. Les résultats expérimentaux (cercles) sont comparés à la théorie (ligne).

Pour estimer le coefficient de TPA, β_{TPA} , la puissance transmise en sortie des nanoguides a été mesurée en fonction de la puissance couplée (cf. figure 3.5). Comme montré dans la section 1.3.2, en négligeant l’effet de la dispersion de la vitesse de groupe (ce qui est ici justifié par le fait que la longueur du guide est très inférieure à la longueur de dispersion $L_D \approx 2.7$ m pour une impulsion picoseconde) et les effets des porteurs libres, on obtient une relation de proportionnalité directe entre la puissance couplée et l’inverse de la transmission donnée par l’équation (1.32) qui s’exprime également sous la forme :

$$\frac{1}{T} = \exp(\alpha L) + 2L_{eff} \exp(\alpha L) \text{Im}(\gamma) P(0) \quad (3.1)$$

où $P(0)$ est la puissance pic couplée et $\text{Im}(\gamma) = \beta_{TPA}/2A_{eff}$ est la partie imaginaire du paramètre non linéaire associée au TPA. L’équation (3.1) est utilisée pour fitter les résultats expérimentaux présentés sur la figure 3.5. On observe, à faible puissance ($P(0) < 1.5$ W), un bon accord entre les résultats expérimentaux (cercles) et la théorie (ligne). Aux puissances plus élevées, on constate une diminution plus importante de la transmission par rapport à celle prédite par l’équation (3.1). Nous attribuons ces pertes supplémentaires au filtrage spectral induit par le coupleur à réseau en sortie de guide. En effet, en augmentant la puissance couplée dans le guide, le spectre transmis s’élargit spectralement, sous l’effet du SPM, bien au-delà de la bande passante à -3 dB des coupleurs à réseaux limitée à 35 nm et centrée autour

de 1550 nm. La valeur de $Im(\gamma)$ estimée en utilisant l'équation (3.1) est de l'ordre de $10 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$, conduisant à un coefficient de TPA égal à $\beta_{TPA} = (0.14 \times 10^{-11} \pm 5\%) \text{ m/W}$. L'erreur sur cette valeur est principalement due à l'incertitude sur les pertes par couplage. Notre protocole expérimental nous permet de minimiser cette erreur en répétant nos mesures nonlinéaires après avoir interverti le sens d'injection et de collection sur la puce et en les comparant à la première série de mesure. Par rapport au c-Si ($\beta_{TPA} \approx 0.5 \times 10^{-11} \text{ m/W}$ [46]) le coefficient de TPA mesuré ici pour le a-Si :H est réduit de plus d'un facteur 3.

Pour estimer l'indice de réfraction nonlinéaire, n_2 , on confronte les spectres expérimentaux de la figure 3.4, aux solutions de la NLSE introduite dans la section 1.2 et calculées numériquement en utilisant la méthode de Fourier split-step (SSFM). En négligeant les effets de dispersion d'ordre supérieur à deux et les effets des porteurs libres, on a :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i\gamma|A|^2A - \frac{\alpha}{2}A \quad (3.2)$$

où A est l'enveloppe de l'impulsion et γ le paramètre nonlinéaire complexe, $\gamma = Re(\gamma) + iIm(\gamma)$ avec $Re(\gamma) = n_2\omega/cA_{eff}$ et $Im(\gamma) = \beta_{TPA}/2A_{eff}$. La solution de l'équation (3.2) est calculée par la SSFM en utilisant les paramètres estimés précédemment (β_{TPA} , α , β_2 et A_{eff}) et en variant l'indice de réfraction non linéaire, n_2 , pour reproduire numériquement les spectres mesurés. Les résultats sont comparés aux spectres expérimentaux sur la figure 3.6. On observe un bon accord entre les deux en utilisant $Re(\gamma) = 690 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$, qui équivaut à un n_2 de $1.19 \times 10^{-17} \pm 5\% \text{ m}^2/\text{W}$. Cette valeur de n_2 est deux fois plus élevée que celle du c-Si à la même longueur d'onde ($n_2 \approx 6 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ [46]).

La validité de ces valeurs déduites en confrontant les résultats expérimentaux aux solutions données par la NLSE est confirmée en comparant directement le déphasage nonlinéaire accumulé au pic de l'impulsion sur la figure 3.7. Ce déphasage est déduit des spectres de transmission expérimentaux et numériques, respectivement, en évaluant l'élargissement spectral à partir des équations (1.18-1.20).

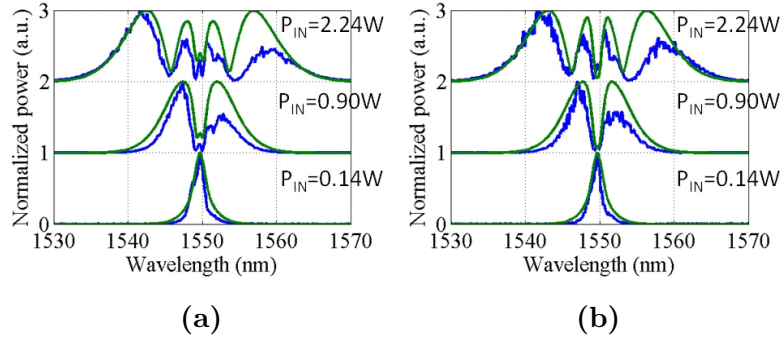


Figure 3.6 – Spectres transmis en fonction de la puissance pic de l’impulsion couplée dans les nanoguides de 2.78 cm, (a), et 4.78 cm, (b), de longueur. Les résultats expérimentaux (lignes bleues) sont comparés aux résultats numériques calculés par SSFM (lignes vertes).

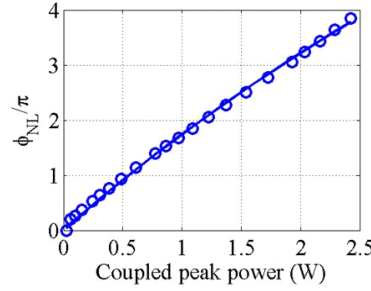


Figure 3.7 – Déphasage nonlinéaire au pic de l’impulsion déduit des spectres mesurés (cercles) et calculés par simulation (ligne) en fonction de la puissance pic couplée dans le guide de 2.78 cm.

3.1.4 Facteur de mérite nonlinéaire

Pour évaluer le potentiel du a-Si :H comme plateforme adaptée aux applications d’optique nonlinéaire à la longueur d’onde de 1550 nm, nous nous intéressons à son FOM, exprimé comme $Re(\gamma)/4\pi Im(\gamma)$. Cette expression est équivalente à celle donnée dans la section 1.3.4, mais on considère ici, en lieu et place des paramètres traditionnels du matériau, n_2 et β_{TPA} , les paramètres liés au matériau “structuré en nanoguide”, i.e. $Re(\gamma)$ et $Im(\gamma)$. Nous déduisons de nos résultats expérimentaux, un FOM égal à 5.5 ± 0.3 . Ce résultat est un ordre de grandeur supérieur à celui du c-Si (FOM $\approx 0.3 - 0.5$ [25]) à la même longueur d’onde, montrant le fort potentiel du a-Si :H pour des applications de traitement tout-optique du signal basées sur les

Table 3.1 – Résultats des caractérisations de la réponse optique nonlinéaire du a-Si :H à la longueur d’onde de 1550 nm obtenus par différentes équipes.

	Ce travail	[81]	[142]	[137]	[80]	[138]	[143]	[144]	[145]
$n_2 \times 10^{-17}$ (m^2/W)	1.19	1.3	4.2	0.3	0.05	7.43	1.75	2.8	2.2
$Re(\gamma)$ ($\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$)	690	770	2000	NA	35	NA	332	790	NA
β_{TPA} (cm/GW)	0.14	0.392	4.1	0.2	0.08	4	0.23	0.57	NA
FOM	5.5	2.2	0.66	0.97	0.4	1.1	4.9	3.06	5 ^(*)

^(*) : $\text{FOM}_{3PA} = n_2/\beta_{3PA}\lambda I$ avec $I = 5 \text{ GW}/\text{cm}^2$.

phénomènes optiques nonlinéaires.

Plusieurs équipes ont fabriqué et caractérisé la réponse optique nonlinéaire du a-Si :H. Ces résultats sont synthétisés dans le tableau 3.1 pour $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. On note une grande disparité des valeurs mesurées pour les paramètres nonlinéaires entre les différents travaux. Cela est dû au fait que l’énergie de la bande interdite du a-Si :H, qui a un fort impact sur le β_{TPA} et le n_2 du matériau [136], est fortement influencée par le processus de dépôt utilisé. Par exemple, en contrôlant la concentration d’hydrogène dans le a-Si :H, il est possible d’augmenter l’énergie de la bande interdite jusqu’à supprimer le TPA à 1550 nm [145]. Dans ce cas, c’est l’absorption à trois photons (soit trois photons absorbés simultanément) qui domine les pertes nonlinéaires et la définition du facteur de mérite doit être modifiée par $\text{FOM}_{3PA} = n_2/\alpha_{3PA}\lambda I$ qui dépend de l’intensité optique dans le matériau.

Sur la figure 3.8 on compare graphiquement tous les résultats reportés par différentes équipes où l’absorption à deux photons dans le a-Si :H n’a pas été complètement supprimée (i.e. en excluant [145]). Ces mesures révèlent soit un fort n_2 avec un fort β_{TPA} comme en [138, 142], ou bien un faible n_2 avec un faible β_{TPA} comme en [80, 137] mais rarement un fort n_2 et un faible β_{TPA} qui est nécessaire pour augmenter le FOM. Notre matériau semble apporter un bon compromis entre ces deux facteurs. En particulier, on a un n_2 très proche du a-Si :H reporté par [81]

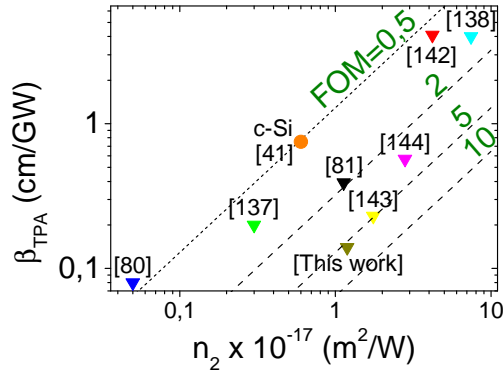


Figure 3.8 – Valeurs de n_2 et β_{TPA} du a-Si :H à la longueur d’onde de 1550 nm mesurées par différentes équipes. Les valeurs mesurées dans le c-Si à la même longueur d’onde sont représentées par le point. Les lignes représentent des niveaux à FOM constant.

mais avec un FOM plus que doublé. On note au passage que nos résultats concordent avec les travaux reportés par [143], sur du a-Si :H également fourni par le CEA-Leti.

3.1.5 Stabilité du matériau

Certains travaux [81, 141] ont observé que la réponse optique nonlinéaire du a-Si :H se dégradait après quelques minutes d’excitation à des intensités optiques élevées. L’hypothèse avancée pour expliquer cette dégradation est liée à l’effet Staebler-Wronski induit par les porteurs libres générés par TPA [146, 147]. La densité d’états introduits dans le gap augmente à cause de la génération des radicaux libres (i.e. atomes avec une lacune d’électrons dans la bande de valence) par des interactions entre porteurs libres et les liens faibles Si-Si et Si-H [146, 148]. Cela a pour conséquence de diminuer l’énergie de la bande interdite, qui s’accompagne d’une réduction du n_2 et d’une augmentation du TPA à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, conduisant à une forte dégradation du FOM [136]. Il a également été observé que cette dégradation dépendait de l’intensité d’énergie lumineuse dans le matériau [141, 147]. Ce problème de stabilité doit être résolu avant de pouvoir proposer le a-Si :H comme matériau adapté à la réalisation de dispositifs basés sur les phénomènes optiques nonlinéaires. Nous avons ainsi fait des mesures pour vérifier la stabilité de la réponse optique du a-Si :H. Pour cela, nous avons mesuré l’évolution temporelle du spectre de l’impul-

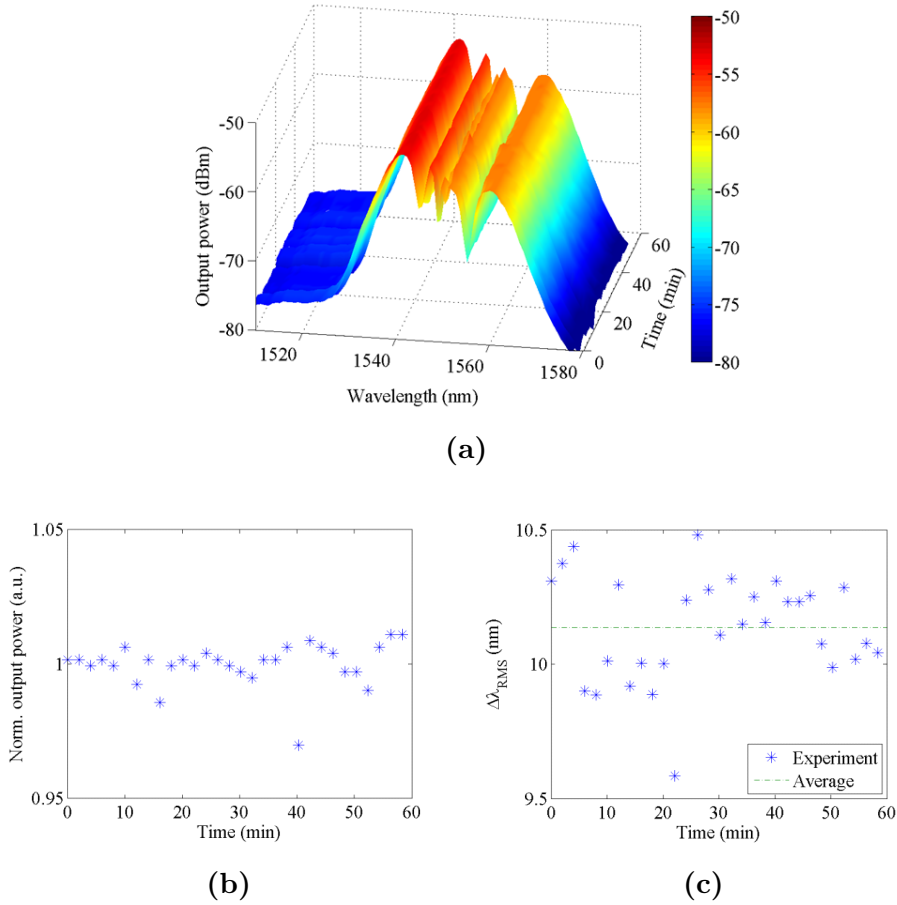


Figure 3.9 – (a) Évolution du spectre de l’impulsion picoseconde transmise au cours du temps pour une puissance pic couplée de 2.25 W pour le nanoguide de 2.28 cm de longueur. (b) Puissance de sortie du nanoguide en fonction du temps. La puissance de sortie est normalisée par la valeur moyenne de puissance mesurée en sortie pendant l’expérience (94 nW). (c) Valeur RMS de l’élargissement spectral en fonction du temps. L’élargissement spectral moyen pendant l’expérience est représenté par la ligne verte (≈ 10 nm).

sion transmise pendant plusieurs heures avec une puissance pic couplée de 2.25 W, correspondant à 3 GW/cm^2 . Le résultat, présenté sur la figure 3.9(a), montre que les spectres ne changent pas considérablement pendant l’expérience.

Sur les figures 3.9(b) et 3.9(c), les variations du spectre transmis, en termes de valeur RMS de l’élargissement spectral et de puissance moyenne en sortie, montrent une évolution aléatoire en fonction du temps, vraisemblablement associée à de légères variations du couplage entre les fibres et le nanoguide, plutôt qu’à une dégradation monotone du matériau. On en déduit que la réponse optique nonlinéaire du a-Si :H

fabriqué au CEA-Leti est stable dans le temps, pour les conditions utilisées dans cette mesure. Par ailleurs, nous n'avons observé aucune variation de la réponse nonlinéaire des guides au cours des différentes mesures effectuées sur ces composants, testés avec des impulsions ayant une puissance pic jusqu'à 3 W, soit 4 GW/cm². La stabilité de la réponse optique nonlinéaire du a-Si :H mesuré ici pourrait être en partie due au processus du dépôt du a-Si :H utilisé et à l'encapsulation du nanoguide par une couche de silice qui aideraient à stabiliser les liens du matériau amorphe. Notons qu'une étude de la stabilité de la réponse optique nonlinéaire du matériau en utilisant des impulsions avec une intensité pic plus élevée ou de durées différentes serait envisageable pour mieux évaluer la robustesse du a-Si :H fabriqué dans différents régimes de fonctionnement.

3.1.6 Conclusions et perspectives sur la plateforme a-Si :H

Dans cette section, nous avons présenté les résultats de caractérisation de la réponse optique nonlinéaire du a-Si :H. Celle-ci a fait l'objet d'étude de plusieurs équipes [80, 81, 138, 142, 145, 149] car les propriétés optiques du matériau, à priori prometteuses, dépendent fortement du processus de fabrication utilisé pour le produire. Nos mesures, effectuées à une longueur d'onde de 1.55 μm , ont révélé que les nanoguides en a-Si :H, fabriqués au CEA-LETI, présentaient un fort indice Kerr ($n_2 = 1.19 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$) et un faible TPA ($\beta_{TPA} = 0.14 \text{ cm/GW}$). Ces valeurs correspondent à un facteur de mérite nonlinéaire élevé (FOM = 5.5). De plus, le matériau testé n'a pas présenté de dégradation de la réponse optique nonlinéaire sous les conditions expérimentales utilisées. Parmi les différents a-Si :H reportés dans la littérature, le a-Si :H testé ici montre un bon compromis entre un n_2 élevé, un fort FOM et une bonne stabilité.

Pour aller plus loin, il serait intéressant d'évaluer la réponse optique nonlinéaire du matériau en utilisant des impulsions à différents taux de répétition. Différents travaux ont tiré des conclusions contradictoires à ce sujet [80, 81, 142, 144, 149]. Il en ressort que la nature même de la réponse optique nonlinéaire non-instantanée (comme par exemple celle due aux porteurs libres) du a-Si :H n'est pas entièrement

comprise par la communauté scientifique, et semble dépendre du matériau a-Si :H particulier testé. De manière générale, la forte dépendance des propriétés optiques nonlinéaires du a-Si :H vis à vis du processus de fabrication employé justifierait une étude plus approfondie et plus systématique des propriétés de la réponse optique nonlinéaire (instantanée et non-instantanée) du matériau en fonction des différentes conditions utilisées pendant le dépôt de la couche de a-Si :H.

Les résultats reportés dans cette section montrent le fort potentiel du a-Si :H comme nouvelle plateforme pour l'implémentation de dispositifs intégrés sur puce concernant des tâches de traitement du signal tout-optique, ultra-rapide et à puissance modérée. De plus, la faible température de dépôt du a-Si :H permet d'envisager que ces dispositifs soient pleinement compatibles avec le système de fabrication CMOS. Cela est avantageux car, d'une part, les coûts de production peuvent potentiellement être réduits en bénéficiant d'un procédé de fabrication à grande échelle et, d'autre part, l'intégration de composants photoniques et électroniques sur la même puce en est facilitée.

3.2 Silicium Germanium : une plate-forme non-linéaire dans le moyen-infrarouge

Nous avons évoqué, dans la section 1.3.4, une approche alternative pour augmenter le FOM nonlinéaire de certains matériaux (notamment ceux du groupe IV comme nous le verrons un peu plus loin), qui consiste simplement à augmenter la longueur d'onde d'opération (en l'occurrence dans le moyen infrarouge, cf. ci-après). Au-delà du proche infrarouge (correspondant aux longueurs d'onde télécoms), on rentre dans la zone spectrale appelée moyen-infrarouge (MIR), qui est typiquement considérée comme l'intervalle de longueurs d'onde comprises de 2 μm à 20 μm . Cette région spectrale est très riche en applications qui influencent fortement notre vie quotidienne comme les capteurs chimiques et biologiques, l'imagerie active, l'ablation de tissu et les communications en l'espace libre [150, 151]. De nombreuses molécules biologiques et chimiques ont leurs résonances d'absorption dans cette bande. Les cap-

teurs exploitant cette région spectrale sont donc potentiellement bien plus sensibles que les capteurs opérant dans le proche infrarouge. Cette observation a motivé le développement d'une plate-forme intégrée opérant dans le MIR pour des applications capteurs. Ces applications nécessitent des dispositifs optiques compacts, à bas coût et des sources optiques largement accordables en longueur d'onde ou avec une émission large bande permettant de couvrir la totalité de la gamme MIR. Plusieurs stratégies, conçues en particulier par la communauté de la photonique silicium [25, 28, 82, 152], commencent à être mises en oeuvre pour transférer les technologies développées dans le proche-infrarouge au MIR [29, 61, 150, 151, 153–155]. La plate-forme SOI, de par notamment sa compatibilité avec les moyens de fabrication CMOS, a reçu un intérêt particulier pour l'implémentation de guides intégrés sur puce opérant dans le MIR.

Comme déjà évoqué, le MIR représente par ailleurs une gamme spectrale prometteuse pour les dispositifs photoniques exploitant les propriétés nonlinéaires des matériaux du groupe IV. En travaillant à des longueurs d'onde plus élevées que le proche infrarouge, l'énergie de chaque photon diminue et le phénomène d'absorption à deux photons est supprimé si l'énergie cumulée de deux photons n'est pas suffisante pour franchir la bande interdite. Ainsi, les pertes non linéaires générées par TPA disparaissent aux longueurs d'onde supérieures à $2.2\ \mu\text{m}$ dans le silicium cristallin. La compatibilité CMOS et l'exaltation des propriétés nonlinéaires escomptée dans le MIR ont motivé des démonstrations récentes sur la plate-forme SOI autour de $2\ \mu\text{m}$ [29, 61]. Ces démonstrations prometteuses ont néanmoins également mis en évidence que les pertes générées par absorption multiphotons d'ordre supérieur au TPA (i.e. trois, quatre et cinq) dans le silicium cristallin aux longueurs d'onde MIR étaient loin d'être négligeables [156]. De plus, l'impact des porteurs libres générés par l'absorption multiphotons est de plus en plus pénalisant lorsque l'on se décale vers les plus hautes longueurs d'onde (cf. section 3.2.6 ci-après). Une autre limitation de la plate-forme SOI dans le MIR est liée à la forte absorption de la silice au-delà de $3.5\ \mu\text{m}$, qui peut entraver la réalisation de guides à faibles pertes ($\leq 2\ \text{dB/cm}$) [153, 157]. Il est donc important d'explorer des plate-formes, potentiellement mieux adaptées au MIR que la plate-forme SOI, comme par exemple le silicium sur saphir [155]. Dans ce contexte, les alliages SiGe sur Si ont également été

presentis comme une bonne alternative au SOI pour les applications dans le MIR. Grâce aux faibles pertes intrinsèques de cette filière matériau, plusieurs groupes ont récemment démontré des guides en SiGe/Si présentant de faibles pertes par propagation dans le MIR (e.g. 0.5 dB/cm à $\lambda = 4.75 \mu\text{m}$) [158, 159]. De plus, la réponse nonlinéaire des alliages en SiGe a été théoriquement prédite comme étant plus forte que celle du Si [35], mais contrairement à cette dernière, a été très peu explorée expérimentalement. Une étude récente [160] a démontré expérimentalement la réalisation de guides en $\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}/\text{Si}$ avec une section de $0.8 \times 1.4 \mu\text{m}^2$ et un paramètre nonlinéaire, γ , qui atteint les $30 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ dans la bande télécom. Compte tenu de l'aire effective du mode ($A_{eff} = 1.38 \mu\text{m}^2$), cela donne un indice Kerr autour de $1 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$, soit presque deux fois plus que celui du Si à la même longueur d'onde.

Dans ce travail de thèse, nous présentons les premières mesures révélant la réponse optique nonlinéaire dans le MIR de guides en $\text{Si}_{0.6}\text{Ge}_{0.4}/\text{Si}$ fabriqués au CEA-Leti. Cette étude expérimentale repose sur l'analyse du SPM et de la transmission nonlinéaire mesurées en sortie de ces guides pour des impulsions ultra-courtes (entre 7.5 ps et 320 fs) centrées à des longueurs d'onde entre $3.25 \mu\text{m}$ et $4.75 \mu\text{m}$ et de haute intensité (jusqu'à $45 \text{ GW}/\text{cm}^2$).

3.2.1 Fabrication et banc de caractérisation nonlinéaire MIR

Les dispositifs testés sont des guides ruban avec un coeur en $\text{Si}_{0.6}\text{Ge}_{0.4}$ et un cladding en Si. Le confinement du mode est obtenu grâce à la différence d'indice de 0.17 entre le $\text{Si}_{0.6}\text{Ge}_{0.4}$ et le Si aux longueurs d'onde MIR utilisées pour les mesures. La fabrication est faite sur une ligne CMOS pour wafers de 200 mm au CEA-LETI. Une couche de $1.4 \mu\text{m}$ de $\text{Si}_{0.6}\text{Ge}_{0.4}$ est déposée par CVD à pression réduite (RP-CVD) sur un wafer de Si. Une lithographie deep-UV à 193nm et une gravure RIE sont utilisées pour définir le coeur en SiGe des guides. Une image MEB d'un guide à cette étape de fabrication est montrée sur la figure 3.10(a). Enfin, les structures sont recouvertes par une couche de $12 \mu\text{m}$ de Si déposée par le même processus RP-CVD. La section d'un guide ainsi fabriqué et encapsulé est montrée en insert de la

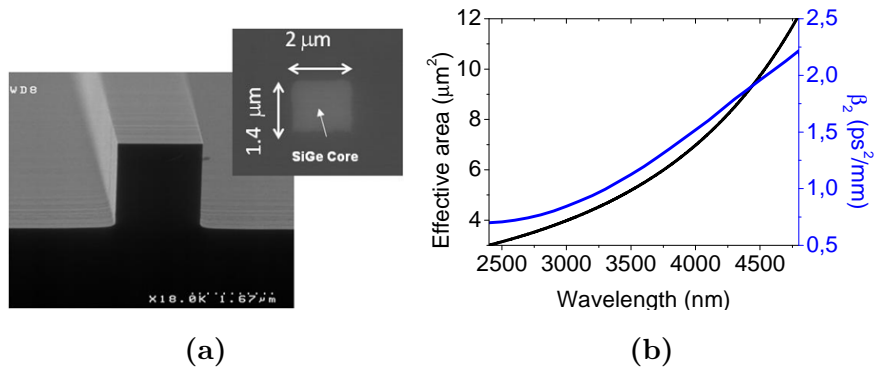


Figure 3.10 – (a) Image MEB d’un guide SiGe avant encapsulation. En insert, la section d’un guide après le procédé d’encapsulation est montrée. (b) Aire effective (calculée par l’équation (1.13)) et dispersion de la vitesse de groupe du mode fondamental du guide de $1.4 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$.

figure 3.10(a). Des guides avec des largeurs de $2 \mu\text{m}$ et $1.9 \mu\text{m}$ sont fabriqués pour caractériser la réponse nonlinéaire du SiGe. A noter qu’aucune ingénierie particulière de dispersion n’est effectuée à ce stade sur ces guides. La dispersion de la vitesse de groupe et l’aire effective du mode fondamental en fonction de la longueur d’onde pour un guide avec une section de $1.4 \times 2 \mu\text{m}^2$ sont calculées et présentées sur la figure 3.10(b).

Nous avons testé ces guides en régime nonlinéaire dans le MIR au Laser Physics Center à l’ANU (Australian National University), en Australie. Le montage expérimental est présenté sur la figure 3.11. La source est un amplificateur paramétrique optique (OPA) accordable en longueur d’onde entre 3 et $5 \mu\text{m}$ qui émet des impulsions avec une amplitude gaussienne d’une durée (FWHM) d’environ 7.5 ps à un taux de répétition de 1.5 MHz. La lumière en sortie de la source est polarisée en TE et couplée en entrée et sortie du guide avec des lentilles en chalcogénure moulées pour le MIR. La puissance du signal transmis est mesurée avec un détecteur PbSe. Un chopper et un amplificateur lock-in sont utilisés pour filtrer le bruit thermique environnant [161]. Un OSA permet d’enregistrer en parallèle les spectres transmis par les guides.

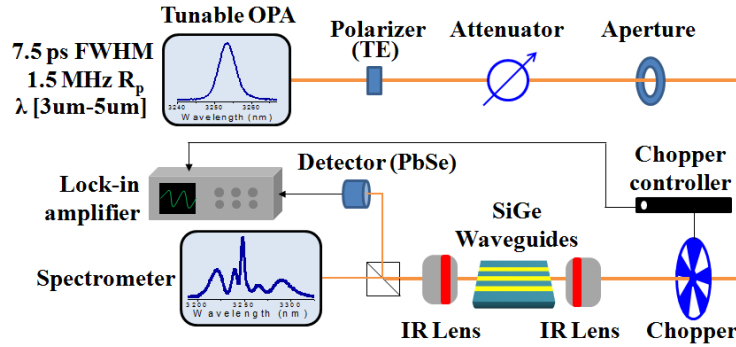


Figure 3.11 – Schéma du montage expérimental utilisé pour la caractérisation des guides en SiGe/Si dans le MIR.

3.2.2 Résultats en régime linéaire dans le MIR

Les pertes par propagation du guide avec une section de $1.4 \times 2 \mu\text{m}^2$ sont estimées en utilisant une faible puissance pic (i.e. $\leq 1 \text{ GW}/\text{cm}^2$), pour éviter l'excitation de phénomènes nonlinéaires [158]. Les résultats présentés sur la figure 3.12(a) sont estimés à partir des mesures de la transmission des guides avec des longueurs entre 1 cm et 8 cm. Les pertes par couplage sont relativement constantes autour de 7 dB (i.e. 3.5 dB par facette) dans l'intervalle de longueurs d'onde utilisé. Le coefficient des pertes par propagation diminue avec la longueur d'onde et varie de 1.5 dB/cm à $3.25 \mu\text{m}$ jusqu'à 0.5 dB/cm à $4.75 \mu\text{m}$. Les pertes par propagation mesurées dans

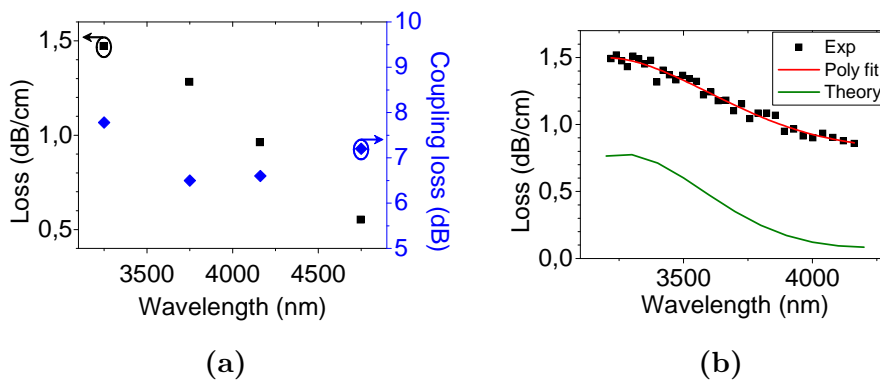


Figure 3.12 – (a) Coefficient de pertes par propagation et pertes par couplage en fonction de la longueur d'onde pour le guide de $1.4 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$. (b) les pertes mesurées (points) pour le guide de $1.4 \mu\text{m} \times 1.9 \mu\text{m}$ sont comparées aux calculs (trait plein) faits par une méthode mode matching [162].

un guide légèrement plus étroit, de section $1.4 \times 1.9 \mu\text{m}^2$, sont présentées en insert de la figure 3.12(b). Les résultats sont similaires à ceux obtenus avec la première série de guides, indiquant une bonne reproductibilité du processus de fabrication. Les pertes par diffusion pour le guide de $1.4 \times 1.9 \mu\text{m}^2$ sont calculées numériquement et présentées avec les mesures sur la figure 3.12(b). Une rugosité RMS de 4 nm et une longueur de cohérence des défauts de 50 nm sont utilisées dans les calculs, en cohérence avec les valeurs mesurées par TEM. Le comportement général des pertes en fonction de la longueur d'onde est en bon accord avec les mesures. La différence (offset de $\sim +0.75\text{dB}$) entre mesures et calculs peut être en partie expliquée par l'existence de défauts dans la structure du $\text{Si}_{0.6}\text{Ge}_{0.4}$ responsable d'une absorption linéaire résiduelle non prise en compte dans les calculs. Cette hypothèse est corroborée par le fait qu'aucune lumière diffusée n'a été observée avec la caméra MIR (Xenics Onca-MWIR-InSb-640 avec une sensibilité thermique inférieure à 20 mK) positionnée à la verticale de notre échantillon.

3.2.3 Résultats expérimentaux nonlinéaires pour des impulsions picoseconde dans le MIR

Pour estimer la réponse optique nonlinéaire des guides SiGe/Si, on réalise des mesures systématiques de SPM dans un guide de 8 cm de long avec une section de $1.4 \times 2 \mu\text{m}^2$ en utilisant des impulsions centrées à 4 longueurs d'onde différentes : 3250 nm, 3750 nm, 4162 nm et 4750 nm. Les résultats sont présentés sur les figures 3.13 et 3.14, avec un échantillon des spectres à différentes intensités pic couplées montrés sur les figures 3.14(a-d). Le nombre de pics dans le spectre transmis augmente clairement avec l'intensité pic couplée, ce qui est une signature claire du SPM. Sur la figure 3.14(e), l'élargissement spectral calculé depuis les spectres de transmission à partir de l'équation (1.19) [17] est une fonction sub-linéaire de l'intensité pic couplée au guide. Ceci indique la présence de pertes nonlinéaires subies par l'impulsion au cours de sa propagation dans le guide. De plus, on constate que le spectre transmis devient asymétrique, avec un déplacement de l'énergie du spectre vers les longueurs d'ondes plus faibles. Ceci est quantitativement confirmé par le fait que la longueur d'onde

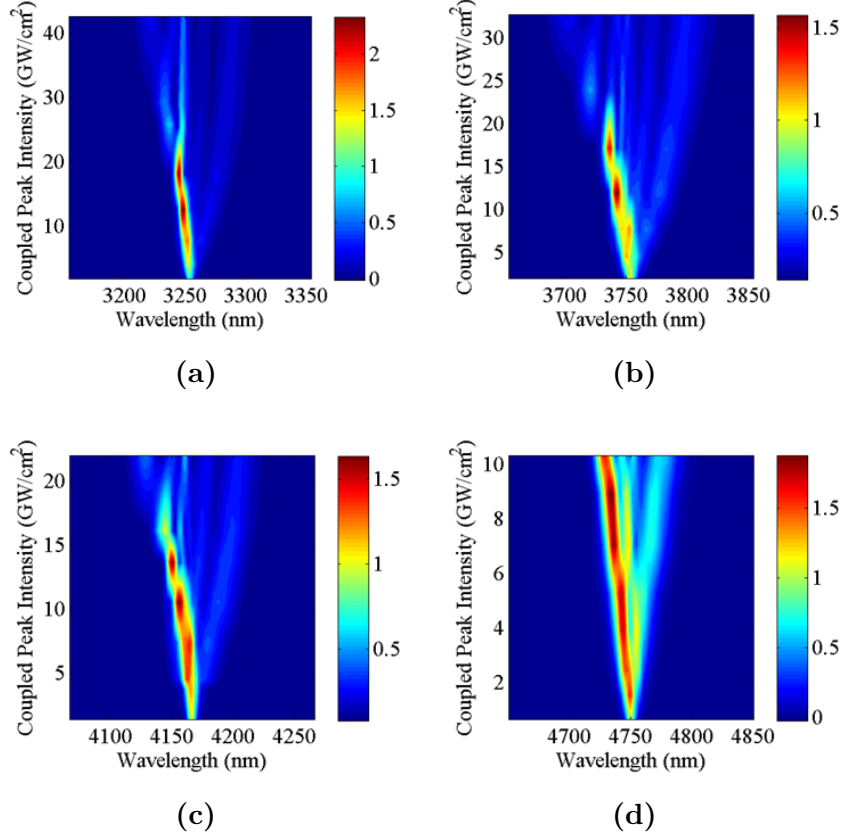


Figure 3.13 – Spectres normalisés de transmission d’impulsions picoseconde à travers un guide SiGe de 8 cm de long en fonction de l’intensité pic couplée. Les longueurs d’onde centrales des impulsions sont de 3.25 μm , 3.75 μm , 4.16 μm et 4.75 μm .

moyenne du spectre transmis [17] diminue quand l’intensité pic augmente (voir figure 3.14(f)). Ce phénomène, déjà observé dans des guides intégrés pour des impulsions picoseconde à des longueur d’onde dans le proche-infrarouge [49, 129], est attribué à l’effet de la dispersion causée par les porteurs libres (cf section 1.3.2) qui sont générés par absorption multiphotons.

Pour estimer les coefficients d’absorption multiphotons du SiGe, la puissance moyenne de l’impulsion transmise est mesurée en fonction de l’intensité pic couplée au guide, (cf. figure 3.15(a)). La transmission nonlinéaire, ou transmission normalisée, est définie comme

$$T_{NL} = \frac{P_{out}}{P_{in} \exp(\alpha L)} \quad (3.3)$$

pour s’affranchir des variations des pertes linéaires avec la longueur d’onde. Dans

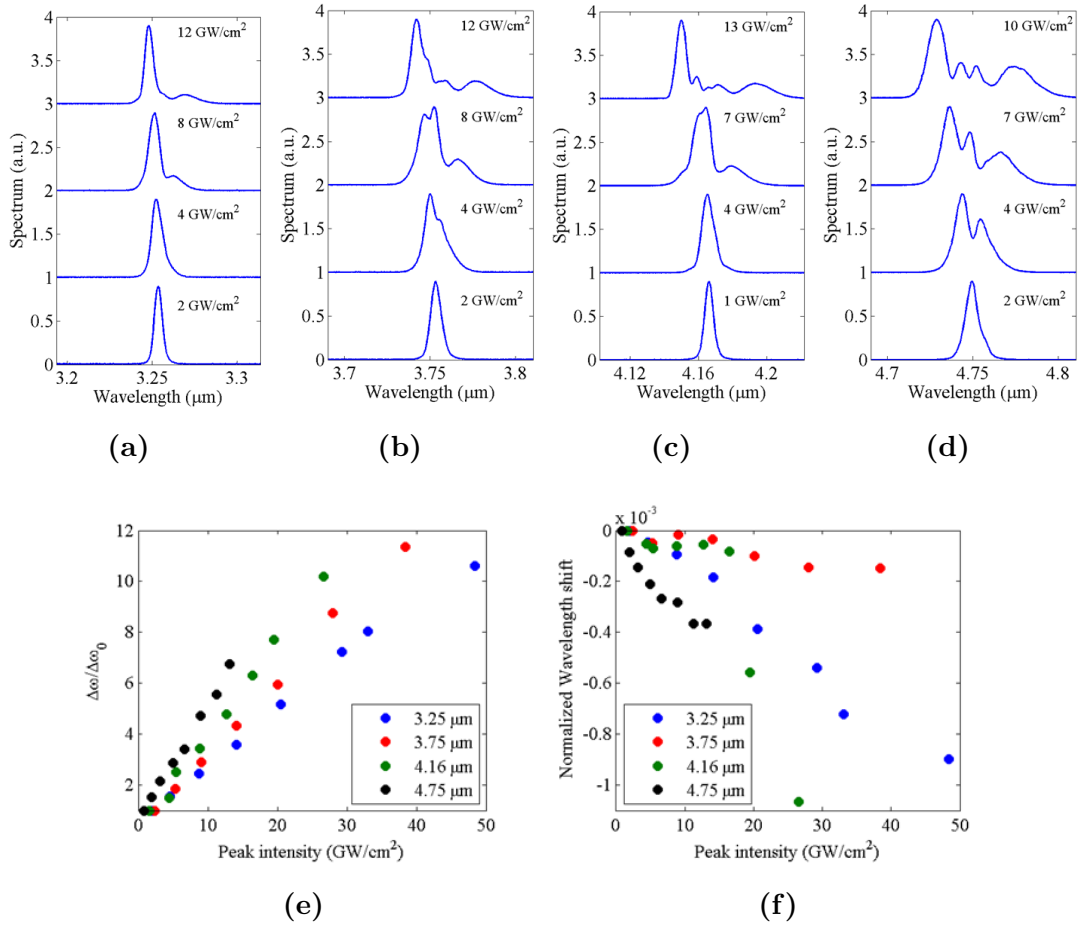


Figure 3.14 – (a-d) Spectres de transmission d’impulsions picoseconde à travers un guide SiGe de 8 cm de long en fonction de l’intensité pic couplée. Les longueurs d’onde centrales des impulsions sont de 3.25 μm , 3.75 μm , 4.16 μm et 4.75 μm . (e-f) Élargissement spectral et déplacement de la longueur d’onde moyenne (i.e. $(\lambda_c - \lambda_0)/\lambda_0$ avec λ_c longueur d’onde moyenne et λ_0 longueur d’onde moyenne à faible intensité) en fonction de l’intensité pic couplée en entrée du guide.

l’équation (3.3), P_{out} et P_{in} sont les puissances en sortie et en entrée de guide respectivement, α est le coefficient de pertes par propagation linéaire mesuré dans la section 3.2.3 et L est la longueur du guide. La figure 3.15(a) montre qu’à faible intensité, la puissance de sortie augmente de façon plutôt linéaire. La pente est en accord avec la dépendance des pertes par propagation en fonction de la longueur d’onde mesurée dans la section précédente, i.e. les pertes linéaires diminuent pour des longueurs d’onde plus élevées. Quand l’intensité augmente, la puissance transmise augmente

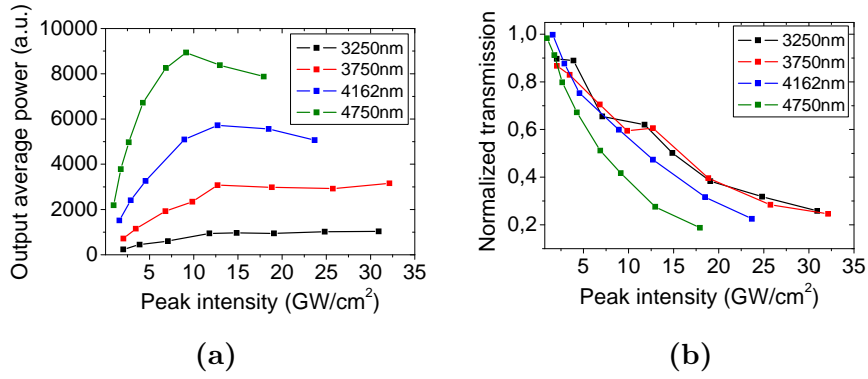


Figure 3.15 – (a) Puissance moyenne en sortie de guide SiGe de 8 cm de long et, (b), transmission normalisée en fonction de l’intensité pic couplée pour des impulsions picoseconde dans le MIR.

de moins en moins jusqu’à atteindre un régime de saturation, voire une légère diminution pour les deux longueurs d’onde les plus élevées, de 4.16 μm et 4.75 μm . Ce comportement est illustré sur la figure 3.15(b) par une diminution rapide de la transmission nonlinéaire lorsque l’intensité couplée augmente. Ces résultats sont une claire indication des pertes non linéaires dans le guide. Un comportement similaire a été observé dans des guides intégrés en Si dans le proche-infrarouge [49, 129], où il est associé aux phénomènes d’absorption à deux photons et d’absorption par les porteurs libres. La gamme de longueurs d’onde utilisée pour ces mesures étant au-delà de la limite du TPA pour le $\text{Si}_{0.6}\text{Ge}_{0.4}$ (i.e. $\lambda_{th} \approx 2.45\mu\text{m}$ [35]), l’absorption nonlinéaire observée sur la figure 3.15(a) est nécessairement due à des phénomènes d’absorption multiphotons d’ordres plus élevés, comme l’absorption à trois et/ou quatre photons et à l’absorption des porteurs libres qui sont générés par cette absorption multiphotons [156, 163].

3.2.4 Analyse des résultats nonlinéaires picoseconde et comparaison aux simulations SSFM

Pour analyser les résultats présentés sur les figures 3.14 et 3.15, on utilise l’équation nonlinéaire de Schrödinger (NLSE) introduite dans le chapitre 1. On modifie l’équation (1.11) pour inclure les contributions à l’absorption nonlinéaire dues à l’absorption à

trois et quatre photons :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \sum_n i^{(n-1)} \frac{\beta_n}{n!} \frac{\partial^n A}{\partial t^n} + \frac{\alpha}{2} A =$$

$$i \frac{n_2 k_0}{A_{3eff}} |A|^2 A - \frac{\alpha_{3PA}}{2A_{5eff}^2} |A|^4 A - \frac{\alpha_{4PA}}{2A_{7eff}^3} |A|^6 A - \left(\frac{\sigma}{2} - ik_c k_0 \right) N A \quad (3.4)$$

avec α_{3PA} et α_{4PA} coefficients d'absorption à trois et quatre photons et A_{3eff} , A_{5eff} et A_{7eff} aire effective pour effet Kerr, absorption à trois et quatre photons [164]. Pour résoudre l'équation (3.4), on considère jusqu'au quatrième ordre de dispersion de la vitesse de groupe (β_4) car celle-ci peut modifier l'élargissement spectral de l'impulsion [17]. La densité de porteurs libres générés par l'absorption à trois et quatre photons est donnée dans ce cas par

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\alpha_{3PA}}{3\hbar\omega} \left(\frac{|A|^2}{A_{5eff}} \right)^3 + \frac{\alpha_{4PA}}{4\hbar\omega} \left(\frac{|A|^2}{A_{7eff}} \right)^4 - \frac{N}{\tau_c} \quad (3.5)$$

où τ_c est le temps de relaxation des porteurs libres. Comme les valeurs typiquement mesurées dans la littérature pour τ_c dans des guides intégrés sont bien plus importantes que la durée temporelle de l'impulsion utilisée (quelques picosecondes) et bien plus courtes que la période entre deux impulsions successives, on néglige le dernier terme de l'équation (3.5) [17]. Comme point de départ, on utilise les valeurs du Si pour les paramètres relatifs aux porteurs libres (i.e. σ et k_c) ainsi que la loi de variation en fonction de la longueur d'onde issue du modèle de Drude [156] :

$$\sigma(\lambda(\mu m)) = 1.45 \times 10^{-21} \times \left(\frac{\lambda(\mu m)}{1.55} \right)^2 m^2$$

$$k_c(\lambda(\mu m)) = 1.35 \times 10^{-27} \times \left(\frac{\lambda(\mu m)}{1.55} \right)^2 m^3 \quad (3.6)$$

Absorption multi-photon

La NLSE donnée par l'équation (3.4) est résolue numériquement en utilisant le SSFM. Comme pour le silicium amorphe, on estime d'abord les coefficients d'absorption multiphotons à partir des résultats de transmission à haute puissance montrés sur la figure 3.15(b). A cette étape, on néglige l'effet Kerr et la dispersion des porteurs libres car ils n'affectent pas la puissance transmise dans nos conditions

expérimentales, en particulier pour une dispersion faible (ici la longueur de dispersion $L_D \sim 10\text{m} \gg 8\text{cm}$). L'ordre principal du phénomène d'absorption multiphotons considéré à chaque longueur d'onde est choisi en suivant le modèle de Wherrett [165], i.e. en considérant le rapport entre l'énergie de la bande interdite du $\text{Si}_{0.6}\text{Ge}_{0.4}$ (1.01 eV) et l'énergie des photons incidents. Les différentes évolutions de la transmission nonlinéaire observées sur la figure 3.15(b) suggèrent d'ailleurs que les régimes associés aux différentes longueurs d'onde sont dominés par des ordres d'absorption multiphotons différents. On considère ainsi uniquement de l'absorption à trois photons jusqu'à $\lambda = 3.75\ \mu\text{m}$ et uniquement de l'absorption à quatre photons à $\lambda = 4.75\ \mu\text{m}$. A la longueur d'onde intermédiaire $\lambda = 4.16\ \mu\text{m}$, on estime que les deux phénomènes d'absorption à trois et à quatre photons coexistent. Les résultats théoriques obtenus sont comparés aux résultats expérimentaux sur la figure 3.16. Dans ces calculs, les seuls paramètres de fit sont les coefficients d'absorption nonlinéaire à trois et quatre photons. On peut observer un bon accord entre les résultats expérimentaux et ceux du modèle. Les coefficients d'absorption à trois et quatre photons des guides SiGe/Si ainsi estimés sont résumés sur la figure 3.17 et dans le tableau 3.2 à la fin de cette section. Notons que ces coefficients correspondent en toute rigueur à des coefficients qui, en fonction du confinement du mode dans le guide, représentent une moyenne des propriétés du coeur en SiGe et de la barrière en Si. D'après la figure 3.17, on peut remarquer que ces coefficients sont comparables à ceux mesurés pour le silicium cristallin ($E_g = 1.12\ \text{eV}$) [156] et le germanium

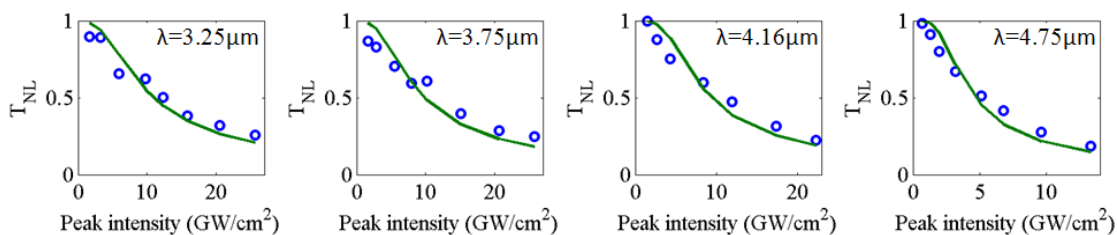


Figure 3.16 – Transmission nonlinéaire à travers le guide SiGe de 8cm en fonction de l'intensité pic couplée pour des impulsions picoseconde centrées autour de 3.25 μm , 3.75 μm , 4.16 μm et 4.75 μm . Les seuls paramètres de fit sont les coefficients d'absorption à trois et quatre photons.

cristallin ($E_g = 0.66$ eV) [166] quand on considère le même ordre d'absorption multiphotons.

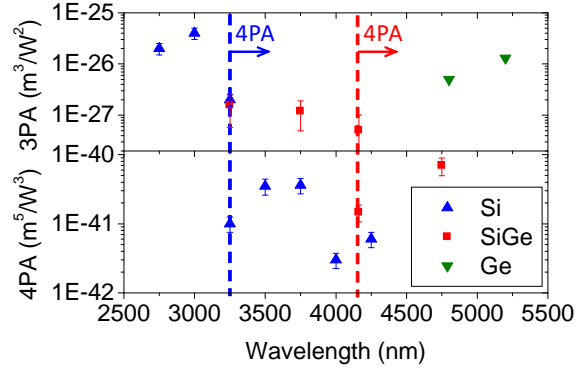


Figure 3.17 – Coefficients d'absorption à trois et à quatre photons en fonction de la longueur d'onde dans le SiGe/Si (ce travail), dans le Si cristallin [156] et dans le germanium cristallin [166]. Les traits pointillés indiquent la longueur d'onde limite entre absorptions à trois et quatre photons dans le c-Si et SiGe/Si.

Indice de réfraction non linéaire

Après avoir obtenu les coefficients d'absorption multiphotons, on utilise la NLSE donnée par l'équation (3.4) pour estimer la partie réelle du paramètre non linéaire $Re(\gamma)$ et successivement en déduire l'indice de réfraction non linéaire, n_2 , des guides $\text{Si}_{0.6}\text{Ge}_{0.4}/\text{Si}$ dans le bas MIR. Les résultats des simulations avec un $n_2 = 0.75 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ à $\lambda = 3.25 \mu\text{m}$ et $n_2 = 2 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ à $\lambda = 4.75 \mu\text{m}$ sont montrés sur la figure 3.18.

Étant donnés les écarts considérables qui persistent entre les spectres expérimentaux et numériques, la valeur numérique de n_2 n'est pas aussi évidente à extraire de ces mesures que pour le cas du silicium amorphe dans la section précédente. On estime ici l'indice de réfraction non linéaire n_2 en calculant la valeur qui minimise la différence entre les spectres de transmission mesurés, de puissance $S_m(\lambda)$, et théoriques, $S_t(\lambda)$, comme montré sur la figure 3.19(b). Pour cela on définit cette différence comme $\sigma S(n_2) = \sqrt{\sum_i |S_m(\lambda)^i - S_t^i(\lambda)|^2}$ où $S^i(\lambda)$ est le spectre transmis pour une intensité pic couplée I_0^i . Dans les calculs de $\sigma S(n_2)$ sur la figure 3.19(b), seuls les spectres

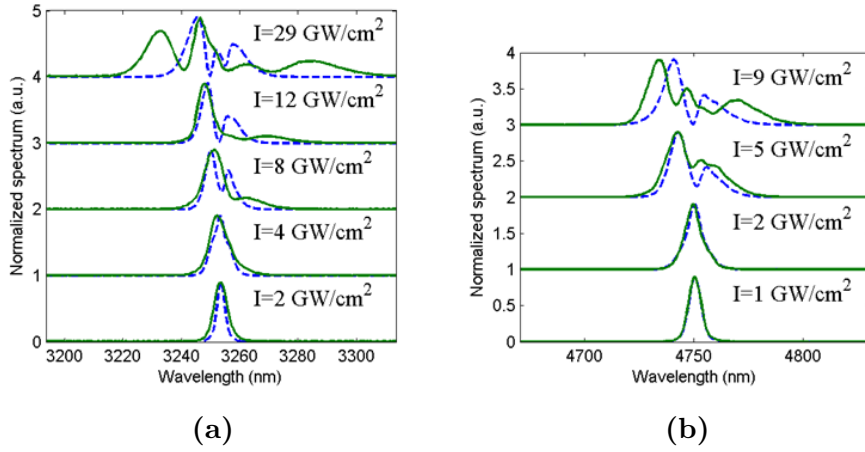


Figure 3.18 – Spectre de transmission expérimental (ligne continue) et calculé (ligne pointillée) en fonction de l’intensité pic couplée au guide pour des impulsions picoseconde centrées à $3.25 \mu\text{m}$, (a), et $4.75 \mu\text{m}$, (b). Dans (a) $n_2 = 0.75 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ $k_c = 5.95 \times 10^{-27} \text{ m}^3$ et dans (b) $n_2 = 2 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ et $k_c = 1.27 \times 10^{-26} \text{ m}^3$. Dans un souci de clarté, les spectres, normalisés par rapport à l’intensité transmise maximale, sont décalés verticalement.

mesurés avec des intensités pic couplées inférieures à 10 GW/cm^2 sont considérés. L’incertitude sur l’estimation de n_2 est définie comme l’intervalle de valeurs pour lesquelles σS est inférieur à $\sigma S_{min}/2$. Sur la figure 3.19(b), on calcule $\sigma S(n_2)$, en considérant également une variation de $\pm 25\%$ dans la puissance couplée au guide. L’existence d’un minimum clair en n_2 , qui minimise l’écart entre spectres mesurés et numériquement calculés, et les faibles variations sur cette valeur de n_2 entre les trois courbes montrent que la principale source d’erreur sur l’estimation de n_2 est effectivement donnée par la différence entre les mesures et le modèle plutôt que par l’incertitude sur la mesure de la puissance couplée en entrée du guide. La même analyse est conduite aux autres longueurs d’onde utilisées, donnant une valeur de n_2 égale à $1.75 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ à 3750 nm et $1.25 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ à 4162 nm . Ces valeurs sont montrées en fonction de la longueur d’onde sur la figure 3.19(a) et résumées dans le tableau 3.2.

La valeur de n_2 qu’on déduit est similaire à celle du silicium cristallin dans le même intervalle de longueur d’onde (i.e. $n_2 \approx 2.7 - 5.8 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$) [156,163]. De

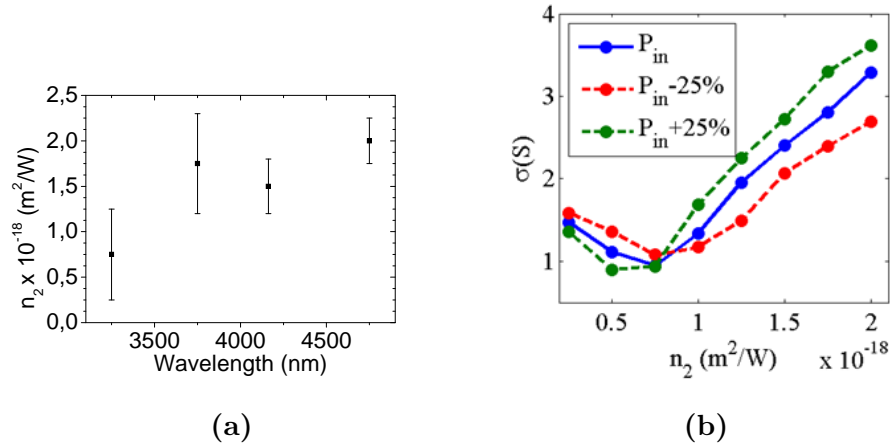


Figure 3.19 – (a) Indice de réfraction nonlinéaire n_2 estimé numériquement en fonction de la longueur d’onde. (b) Déviation entre spectres mesurés et théoriques en fonction de la valeur numérique du coefficient nonlinéaire n_2 à $\lambda = 3.25 \mu\text{m}$. L’indice nonlinéaire estimé en (a) correspond au minimum en n_2 de cette courbe, et la largeur à mi-hauteur permet d’estimer la barre d’erreur sur n_2 . Les trois courbes correspondent à une hypothèse différente sur le coefficient de couplage (P_{in} , $P_{in} + 25\%$ ou $P_{in} - 25\%$).

plus, on peut remarquer que n_2 ne varie pas de manière significative dans l’intervalle de longueur d’onde considéré, en accord avec la faible dispersion de $\chi^{(3)}$ calculée théoriquement [35]. Notons que l’élargissement spectral plus important observé à $\lambda = 4.75 \mu\text{m}$ sur la figure 3.14(d) laisserait a priori supposer une augmentation de n_2 à cette longueur d’onde relativement aux autres. En réalité, cette augmentation apparente n’est pas directement causée par une augmentation effective de la nonlinéarité n_2 mais à une diminution des pertes par propagation à longueur d’onde plus élevée (voir figure 3.12). A noter que cet effet, ainsi que l’augmentation de l’aire effective du mode avec la longueur d’onde (cf.figure 3.10(b)) sont pris en compte dans les calculs qui conduisent à l’estimation de n_2 telle que présentée sur la figure 3.19(a).

Table 3.2 – Coefficients d’absorption à trois et quatre photons et indice Kerr nonlinéaire n_2 estimés dans cette section depuis les mesures reportées en section 3.2.3.

Longueur d’onde (nm)	α_{3PA} (cm^3/GW^2)	α_{4PA} (cm^5/GW^3)	$n_2 \times 10^{-18}$ m^2/W
3250	$(1.57 \pm 1) \times 10^{-3}$		(0.75 ± 0.5)
3750	$(1.2 \pm 0.7) \times 10^{-3}$		(1.75 ± 0.55)
4162	$(5 \pm 0.3) \times 10^{-4}$	$(1.46 \pm 0.3) \times 10^{-4}$	(1.5 ± 0.3)
4750		$(6.95 \pm 1) \times 10^{-3}$	(2 ± 0.25)

3.2.5 Résultats expérimentaux nonlinéaires pour des impulsions femtoseconde dans le MIR

Pour affiner les résultats obtenus dans la section 3.2.4, on répète les mesures en utilisant des impulsions d’une durée (FWHM) de 320 fs avec un taux de répétition de 21 MHz. Pour cette caractérisation, nous avons été contraints d’utiliser des guides de section légèrement plus grandes et un peu plus courts (cf. ci-après) car le premier guide testé avait été endommagé à la fin des mesures précédentes par une intensité lumineuse incidente trop élevée. Les résultats pour un guide de section (largeur×hauteur) $3 \times 2.7 \mu\text{m}^2$ et 3 cm de longueur et d’un guide de $2 \times 1.4 \mu\text{m}^2$ et de 6 cm de longueur sont présentés sur la figure 3.20. On peut noter, comme précédemment, que la puissance transmise sature rapidement et la transmission diminue avec l’augmentation de l’intensité pic couplée dans le guide, traduisant l’effet considérable des pertes nonlinéaires.

Les spectres transmis en fonction de l’intensité pic couplée par ces guides sont reportés sur les figures 3.21(a-c). Un échantillon des spectres transmis et les élargissements spectraux (en valeur RMS) associés en fonction de l’intensité pic couplée sont montrés sur les figures 3.22(a-c). On ne retrouve pas sur ces spectres les pics caractéristiques du SPM comme avec les impulsions picoseconde de la figure 3.14. Cela est dû à un effet de la dispersion plus important quand la durée de l’impulsion diminue ($L_D < 2$ cm avec $T_0 = 320$ fs). La figure 3.22(d) montre que l’élargissement spectral augmente initialement rapidement avec l’intensité pic couplée et sature à haute inten-

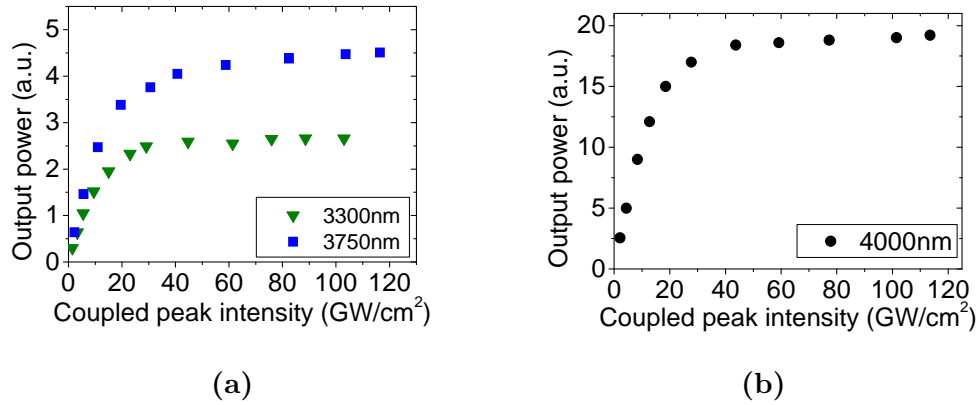


Figure 3.20 – Puissance moyenne transmise en fonction de l'intensité pic couplée dans un guide de (a) $3 \times 2.7 \mu\text{m}^2$ et 3 cm de longueur à la longueur d'onde de 3.3 et 3.75 μm et (b) $2 \times 1.4 \mu\text{m}^2$ et 6 cm de longueur à la longueur d'onde de 4 μm .

sité, à l'image de la puissance transmise. Comme dans le régime picoseconde, cela est dû vraisemblablement aux phénomènes d'absorption multiphotons et d'absorption causée par les porteurs libres générés.

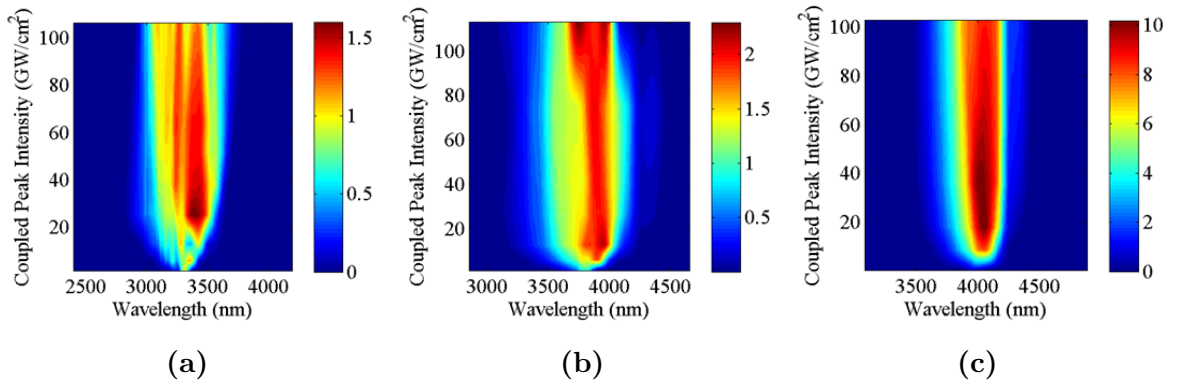


Figure 3.21 – Spectres de puissance transmis en fonction de l'intensité pic couplée pour des impulsions femtoseconde. (a-b) Impulsions centrées à 3.3 μm et 3.75 μm dans un guide de $2.7 \mu\text{m} \times 3 \mu\text{m}$ et une longueur de 3 cm. (c) Impulsion centrée à 4 μm dans un guide de $1.4 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ et une longueur de 6 cm.

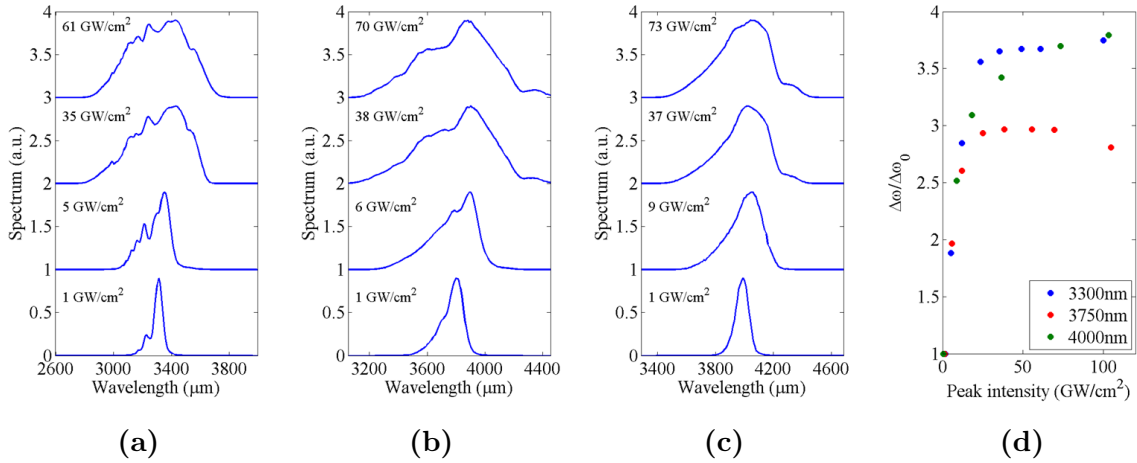


Figure 3.22 – (a-c) Spectres de puissance transmis en fonction de l'intensité pic couplée pour des impulsions femtoseconde. (a-b) Impulsions centrées à 3.3 μm et 3.75 μm dans un guide de 2.7 μm × 3 μm et une longueur de 3 cm. (c) Impulsion centrée à 4 μm dans un guide de 1.4 μm × 2 μm et une longueur de 6 cm. (d) Élargissement spectral de l'impulsion transmise en fonction de l'intensité pic couplée pour chaque série de spectres.

3.2.6 Analyse des résultats nonlinéaires femtoseconde et comparaison aux simulations SSFM

Pour estimer le paramètre d'absorption à N photons, les relations donnant $1/T^{N-1}$ versus P^{N-1} ne peuvent pas être utilisées car la dispersion de ces impulsions dans ces guides n'est pas négligeable (e.g. la longueur de dispersion est autour de 1.5 cm aux longueurs d'onde utilisées). En plus, dans ces conditions expérimentales, le déphasage induit par l'effet Kerr et la dispersion des porteurs libres modifie également la transmission. Pour estimer les valeurs des coefficients d'absorption à N -photons α_{NPA} et de n_2 , on utilise donc une méthode itérative. On estime d'abord α_{NPA} en calculant la solution de l'équation (3.4) (avec un n_2 similaire à celui estimé à partir des mesures en régime picoseconde) pour reproduire les courbes de transmission de la figure 3.20. Avec cette valeur de α_{NPA} , on estime alors la valeur de n_2 qui permet de reproduire numériquement les spectres des impulsions transmises de la figure 3.21. Si ce n_2 est différent de la valeur utilisée pour estimer α_{NPA} au pas précédent, on estime à nouveau α_{NPA} en utilisant la nouvelle valeur

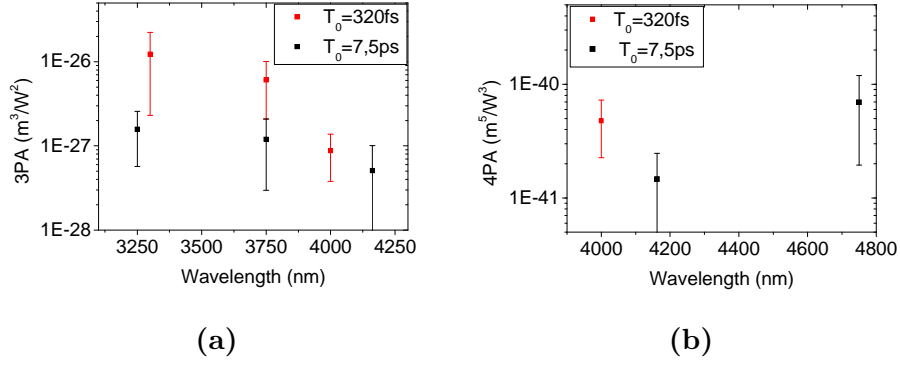


Figure 3.23 – Coefficients d’absorption multiphotons (absorption à 3 photons (a) et à 4 photons (b) estimés depuis les mesures en régime picoseconde (noir) et femtoseconde (rouge)).

de n_2 . Une valeur actualisée de n_2 est à nouveau estimée en utilisant la dernière valeur de α_{NPA} . Ce processus est réitéré jusqu’à converger sur la valeur de n_2 et de α_{NPA} . Pour le guide de section $3 \times 2.7 \mu\text{m}^2$ l’aire effective du mode à $\lambda = 3.3 \mu\text{m}$ ($3.75 \mu\text{m}$) est de $6.91 \mu\text{m}^2$ ($7.69 \mu\text{m}^2$) et le coefficient de dispersion de la vitesse de groupe est $9.6 \times 10^{-25} \text{ s}^2/\text{m}$ ($1.16 \times 10^{-24} \text{ s}^2/\text{m}$). La figure 3.23 montre les coefficients d’absorption à trois et quatre photons ainsi estimés. En tenant compte des barres d’erreur, ces valeurs sont en relativement bon accord avec celles obtenues en régime picoseconde rappelées sur le même graphe. La différence entre les estimations obtenues pourrait être en partie expliquée par le fait que ces paramètres sont estimés en utilisant des guides différents qui ont donc une répartition légèrement différente du mode entre le coeur de SiGe et le cladding de Si.

Un exemple de spectres de transmission calculés par SSFM en utilisant une impulsion femtoseconde centrée à $4 \mu\text{m}$ est reporté sur la figure 3.24(a) (à comparer aux spectres expérimentaux de la figure 3.21(c)). Le guide considéré a une section de $1.4 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ et une longueur de 6 cm. L’élargissement spectral des spectres transmis en fonction de l’intensité pic couplée calculé depuis les spectres mesurés, d’une part, et depuis les spectres résultant des simulations, d’autre part, sont comparés sur la figure 3.24(b). On observe un bon accord entre les résultats expérimentaux et les résultats des simulations. Les valeurs de n_2 estimées en fonction de la longueur

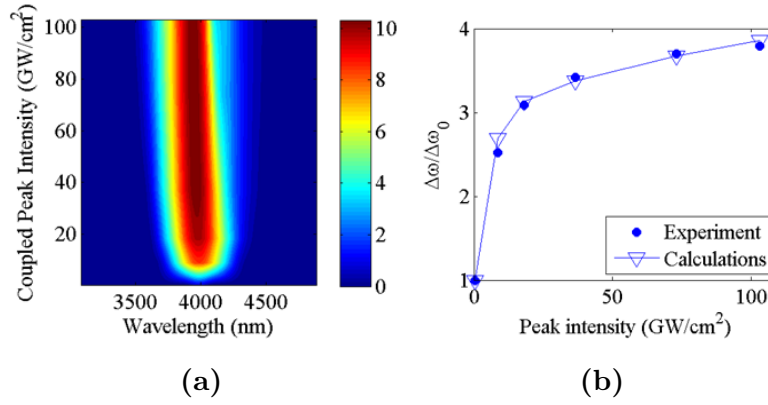


Figure 3.24 – (a) Spectre de transmission calculé en fonction de l’intensité pic couplée au guide de $1.4\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$ et une longueur de 6 cm pour des impulsions femtoseconde centrées à $4\ \mu\text{m}$ avec $n_2 = 5.25 \times 10^{-18}\ \text{m}^2/\text{W}$, $\alpha_{3PA} = 8.8 \times 10^{-28}\ \text{m}^3/\text{W}^2$ et $\alpha_{4PA} = 4.76 \times 10^{-41}\ \text{m}^5/\text{W}^3$. (b) Élargissement spectral du spectre transmis en fonction de l’intensité pic couplée calculé depuis les spectres mesurés et les spectres résultant des simulations

d’onde sont présentées sur la figure 3.25. En comparant ces estimations avec celles faites depuis les mesures en régime picoseconde, on observe une augmentation de n_2 . Cela peut être dû à une plus forte sensibilité du modèle aux différents paramètres quand on calcule la propagation d’une impulsion plus courte. Ceci augmente l’incertitude sur les estimations, comme on peut remarquer en regardant les barres d’erreur sur la figure 3.25. De plus, dans notre modèle on ne considère pas d’autres phénomènes non linéaires qui pourraient modifier la propagation d’impulsions ultra courtes, comme l’effet Raman intra-impulsion ou le self-steepening [17]. Malgré cela,

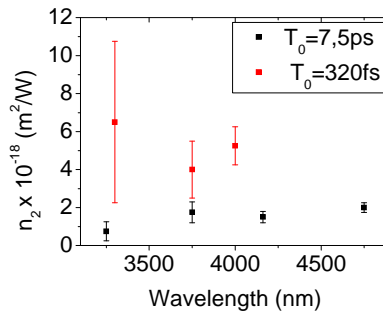


Figure 3.25 – Indice non linéaire Kerr n_2 en fonction de la longueur d’onde estimés depuis les mesures en régime picoseconde (noir) et femtoseconde (rouge).

Table 3.3 – Coefficients d’absorption à trois et quatre photons et n_2 estimés depuis les résultats en régime femtoseconde.

Longueur d’onde (nm)	α_{3PA} (cm^3/GW^2)	α_{4PA} (cm^5/GW^3)	$n_2 \times 10^{-18}$ (m^2/W)
3330	$(1.23 \pm 1) \times 10^{-2}$		(6.5 ± 4.25)
3750	$(6.08 \pm 3) \times 10^{-3}$		(4 ± 1.5)
4000	$(8.79 \pm 0.5) \times 10^{-4}$	$(4.76 \pm 0.5) \times 10^{-4}$	(5.25 ± 1)

les valeurs de n_2 estimées dans ce régime sont du même ordre de grandeur que celles estimées dans la section précédente, augmentant la fiabilité des estimations.

3.2.7 Affinage du modèle à haute intensité dans le MIR

On peut remarquer que le simple modèle de la NLSE utilisé dans les sections précédentes décrit assez bien les résultats expérimentaux quand l’intensité pic dans le guide est inférieure à e.g. $5 \text{ GW}/\text{cm}^2$ sur la figure 3.18. Par contre, pour des intensités plus élevées, le modèle théorique semble sous-estimer la réponse nonlinéaire : les spectres mesurés sont plus élargis et présentent davantage de pics que les spectres résultant des simulations. Si on augmente simplement la valeur de n_2 , l’élargissement spectral des résultats numériques à faible intensité devient plus important que celui observé dans les mesures, en accord avec l’augmentation de σS représenté sur la figure 3.19(b). En considérant les résultats obtenus à $3.25 \mu\text{m}$, on explore d’abord la possibilité que cette différence entre les résultats expérimentaux et théoriques de la figure 3.18(a) puisse être due à une valeur incorrecte de la dispersion induite par les porteurs libres. Les résultats montrés sur la figure 3.26(a) sont obtenus en augmentant le paramètre de dispersion des porteurs libres d’un facteur 3, i.e. $k_c = 1.78 \times 10^{-26} \text{ m}^3$. Sous l’effet du décalage vers le bleu du spectre induit par le FCD, la partie bleue du spectre montre un accord légèrement meilleur avec les résultats expérimentaux, se traduisant par le meilleur accord global concernant la variation de l’élargissement spectral entre mesures et simulations, qui est montré sur la figure 3.27(a). Par contre, la partie rouge des spectres expérimentaux est mal reproduite

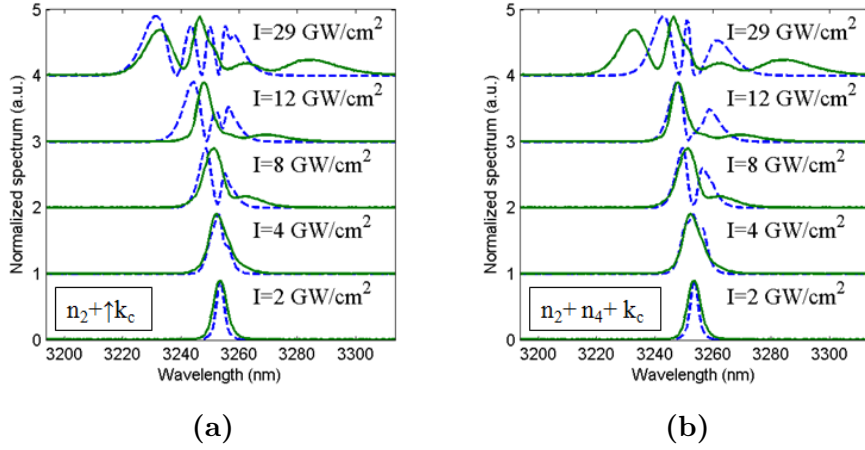


Figure 3.26 – Spectres de transmission mesurés (ligne continue) et numériques (ligne pointillée) en fonction de l’intensité pic couplée au guide. Dans le deux cas $n_2 = 1.25 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ puis pour (a) $k_c = 1.78 \times 10^{-26} \text{ m}^3$ et pour (b) $n_4 = 1 \times 10^{-32} \text{ m}^4/\text{W}^2$ $k_c = 5.95 \times 10^{-27} \text{ m}^3$.

par un tel modèle. Cette observation est corroborée par le calcul du déplacement de la longueur d’onde moyenne du spectre transmis montrée sur la figure 3.27(b). Le déplacement du spectre vers le bleu causé par un k_c plus grand est trop élevé par rapport à celui déduit des mesures. Si on calcule l’écart entre spectres expérimentaux et théoriques σS en considérant toutes les puissances pics incidentes utilisées dans les mesures, on obtient une valeur plus grande de 2.74 en augmentant $k_c = 1.78 \times 10^{-26} \text{ m}^3$, contre une valeur de 2.67 pour la valeur $k_c = 5.95 \times 10^{-27} \text{ m}^3$ considérée initialement. On conclut donc, que le FCD seul ne peut pas expliquer la dynamique de l’élargissement spectral observée en fonction de la puissance incidente.

Une deuxième hypothèse pour expliquer la différence avec les résultats expérimentaux pourrait être la présence de phénomènes réfractifs nonlinéaires d’ordre plus élevé. La polarisation, $P(t)$, induite par un champ électrique, $E(t)$, intense dans un diélectrique centro-symétrique est donnée par

$$P(t) = \varepsilon_0 [\chi^{(1)} E(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \chi^{(5)} E^5(t) + \chi^{(7)} E^7(t) + \dots] \quad (3.7)$$

L’absorption à deux photons et l’effet Kerr optique dérivent respectivement de la partie imaginaire et réelle de $\chi^{(3)}$, comme décrit dans le chapitre 1. Dans nos condi-

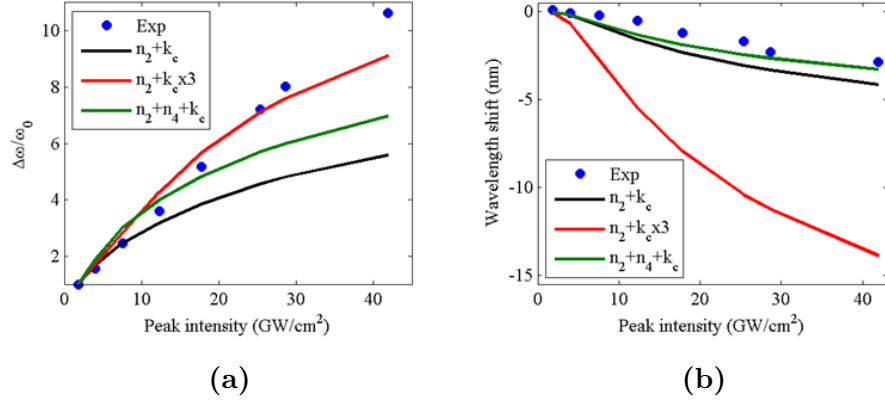


Figure 3.27 – (a) Élargissement spectral et (b) déplacement de la longueur d’onde moyenne du spectre transmis en fonction de l’intensité pic couplée calculé depuis les spectres mesurés et les spectres résultant des simulations pour les différents scénarios de modèle envisagés.

tions expérimentales, l’absorption à trois et à quatre photons, qui dérivent de la partie imaginaire de $\chi^{(5)}$ et $\chi^{(7)}$, sont observées. En conséquence, la partie réelle de ces susceptibilités pourrait avoir un impact non négligeable en régime de haute intensité, à ces longueurs d’onde. Ces phénomènes non linéaires induisent une variation de l’indice de réfraction dans le guide qui peut être décrite comme

$$\Delta n = n_2 I + n_4 I^2 + n_6 I^3 \quad (3.8)$$

où n_4 et n_6 sont associés aux parties réelles de $\chi^{(5)}$ et $\chi^{(7)}$. Par exemple, à $3.25 \mu\text{m}$ seule l’absorption à trois photons est considérée. L’équation (3.4) est ainsi modifiée pour tenir compte de l’effet de la partie réelle de $\chi^{(5)}$ de la manière suivante :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \sum_n i^{(n-1)} \frac{\beta_n}{n!} \frac{\partial^n A}{\partial t^n} + \frac{\alpha}{2} A = i k_0 \left(\frac{n_2 |A|^2}{A_{3eff}} + \frac{n_4 |A|^4}{A_{5eff}^2} \right) A - \frac{\alpha_{3PA}}{2 A_{5eff}^2} |A|^4 A - \left(\frac{\sigma}{2} - i k_c k_0 \right) N A \quad (3.9)$$

où l’effet de la partie réelle de $\chi^{(5)}$ est donné par le terme $n_4 |A|^4$. On calcule la propagation de l’impulsion dans le guide SiGe/Si en modifiant n_4 de façon à augmenter l’accord entre la théorie et les mesures. On maintient la même valeur de n_2 que pour les premiers calculs car à faible intensité, le modèle de l’équation (3.4) décrit

Table 3.4 – Ecart entre spectres théoriques et expérimentaux, σS , en utilisant différents scénarios de modèles. L'écart est calculé en incluant tous les spectres mesurés, y compris à forte puissance incidente.

	n_2, k_c	$n_2, 3 \times k_c$	n_2, k_c, n_4
σS	2.67	2.74	2.6

relativement bien le résultat des mesures (voir figure 3.18(a)). Les résultats montrés sur la figure 3.26(b) sont obtenus avec $n_4 = 3 \times 10^{-33} \text{ m}^4/\text{W}^2$, $n_2 = 0.75 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ et $k_c = 5.95 \times 10^{-27} \text{ m}^3$. L'écart entre spectres expérimentaux et théoriques σS en considérant toutes les puissances pics incidentes est dans ce cas de 2.6, i.e. inférieur au cas où seul n_2 est considéré (cf. tableau 3.4). Ces résultats suggèrent une amélioration de l'accord entre le modèle et les mesures. L'évolution de l'élargissement spectral est plus fidèlement reproduit avec le modèle développé dans l'équation (3.9) qu'avec le modèle de l'équation (3.4). Ceci est corroboré par la comparaison de l'élargissement spectral du spectre transmis et le déplacement de la longueur d'onde moyenne du spectre avec les résultats numériques associés aux différents scénarios de modèle qui sont présentés sur la figure 3.27. Sans conduire à un accord parfait, le dernier modèle montre en effet le meilleur compromis en termes d'accord sur ces deux métriques. Pour des intensités jusqu'à $5 \text{ GW}/\text{cm}^2$, les résultats numériques ne sont pas très différents si on considère ou non n_4 . Par contre, à des intensités plus élevées, le déplacement de la longueur d'onde centrale est réduit et plus proche des valeurs expérimentales quand n_4 est considéré, à cause de la dépendance quadratique de la variation d'indice avec l'intensité donné par l'équation (3.8). Quant à l'élargissement spectral des spectres transmis, l'inclusion de n_4 dans le modèle améliore la tendance reproduite numériquement par rapport aux mesures (cf. figure 3.27(a)).

Des résultats similaires sont obtenus pour l'impulsion centrée à 4750 nm. Dans ce cas, on considère l'effet de n_4 et n_6 car on a précédemment observé la présence d'absorption à quatre photons à cette longueur d'onde. D'après les résultats montrés sur la figure 3.28(a), on peut observer à nouveau que l'évolution de l'élargissement

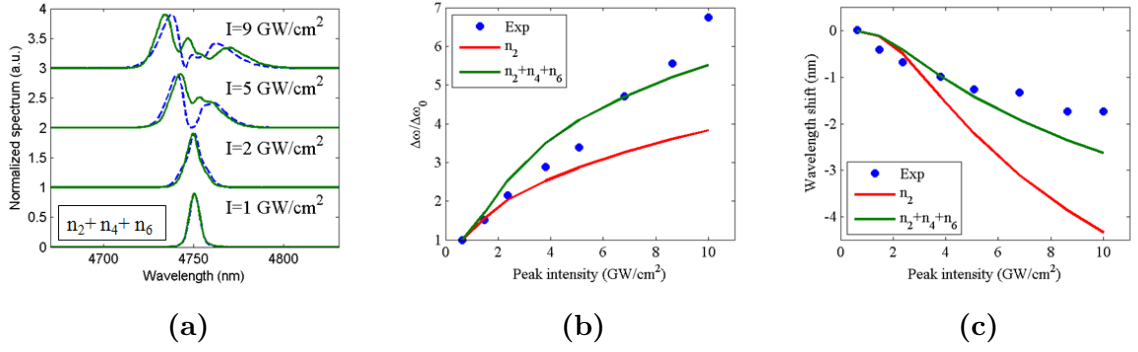


Figure 3.28 – (a) Spectre de transmission expérimental (ligne continue) et obtenu par simulation (ligne pointillée) en fonction de l’intensité pic couplée au guide. Pour le calcul, $n_6 = 1.3 \times 10^{-45} \text{ m}^6/\text{W}^3$, $n_4 = 0.1 \times 10^{-32} \text{ m}^4/\text{W}^2$, $n_2 = 2 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ et $k_c = 1.27 \times 10^{-26} \text{ m}^3$. (b) Élargissement spectral et, (c), déplacement de la longueur d’onde moyenne de l’impulsion calculée depuis les résultats expérimentaux et les simulations, avec les deux modèles (n_2, k_c) et (n_2, n_4, n_6, k_c) considérés.

spectral est plus fidèlement décrite quand les parties réelles de $\chi^{(5)}$ et $\chi^{(7)}$ sont prises en compte.

Notons néanmoins que même si le dernier modèle considéré (qui inclut des effets nonlinéaires d’ordre plus élevé) apparaît plus approprié que le modèle classique, il ne conduit pas à un accord parfait avec les mesures. Cette analyse montre ainsi les limites du traitement traditionnel de la NLSE pour déduire les paramètres nonlinéaires d’un matériau : cela fonctionne bien dans un cas simple comme présenté dans la première partie de ce chapitre (a-Si, à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$) où la dynamique nonlinéaire est liée au seul paramètre $\chi^{(3)}$, mais il est beaucoup plus difficile à utiliser dès qu’on aborde un régime (ici dans la gamme de longueurs d’onde MIR, et à intensité élevée) où la contribution des nonlinéarités d’ordre élevée ne peut plus être négligée.

3.2.8 Discussion sur l'impact des porteurs libres et l'évolution du facteur de mérite nonlinéaire dans le MIR

Compte tenu de l'impact non négligeable des pertes nonlinéaires dans le MIR, et des différentes études menées ci-dessus, en régime d'impulsion picoseconde et femtoseconde d'une part, et à différentes longueurs d'onde, d'autre part, on peut se demander s'il existe pour la plate-forme SiGe/Si étudiée un optimum en termes de performances des composants nonlinéaires attendus pour une gamme spectrale et/ou un régime de fonctionnement (intensité, durée d'impulsion) spécifique. Répondre à cette question passe par l'analyse de la contribution des pertes nonlinéaires liée à l'absorption des porteurs libres, d'une part, et à l'estimation d'un facteur de mérite nonlinéaire étendu (par rapport à la définition classique) d'autre part. Nous discutons ces deux aspects dans cette section.

Généralement, en utilisant des impulsions d'une durée de quelques centaines de femtosecondes dans le proche-infrarouge, on considère que les effets des porteurs libres sont négligeables (cf section 1.3.2). Mais cela reste-t-il valide dans le MIR ? Pour répondre à cette question, on considère par exemple le rapport entre l'absorption par porteurs libres (FCA) et l'absorption à trois photons (3PA) :

$$r = \frac{FCA}{3PA} = \frac{n\sigma E_p}{3\sqrt{3}n_0\hbar\omega_0 A_{eff}} \quad (3.10)$$

où n_0 est l'indice effectif du mode et $E_p = \sqrt{\pi}P_0T_0$ est l'énergie de l'impulsion. Pour une longueur d'onde donnée, le rapport r dépend de la densité d'énergie de l'impulsion (E_p/A_{eff}), comme pour le rapport entre l'absorption par FCA et TPA donné par l'équation (1.36). Mais r augmente également proportionnellement à λ^3 car σ est proportionnel à λ^2 . Le rapport r calculé en fonction de la densité d'énergie de l'impulsion est montré sur la figure 3.29(a). En comparant cette figure à celle du rapport entre FCA et TPA à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ illustrée dans la section 1.3.2, on note que le FCA domine sur le 3PA (i.e. $r > 1$) à partir de valeurs plus faibles de densité d'énergie de l'impulsion (de $E_p/A_{eff} = 5 \text{ mJ/cm}^2$ à $\lambda = 3.3$) que pour le rapport FCA/ TPA à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ (25 mJ/cm^2). Cela est dû principalement à la dépendance en λ^2 du coefficient d'absorption des porteurs libres, σ , qui augmente

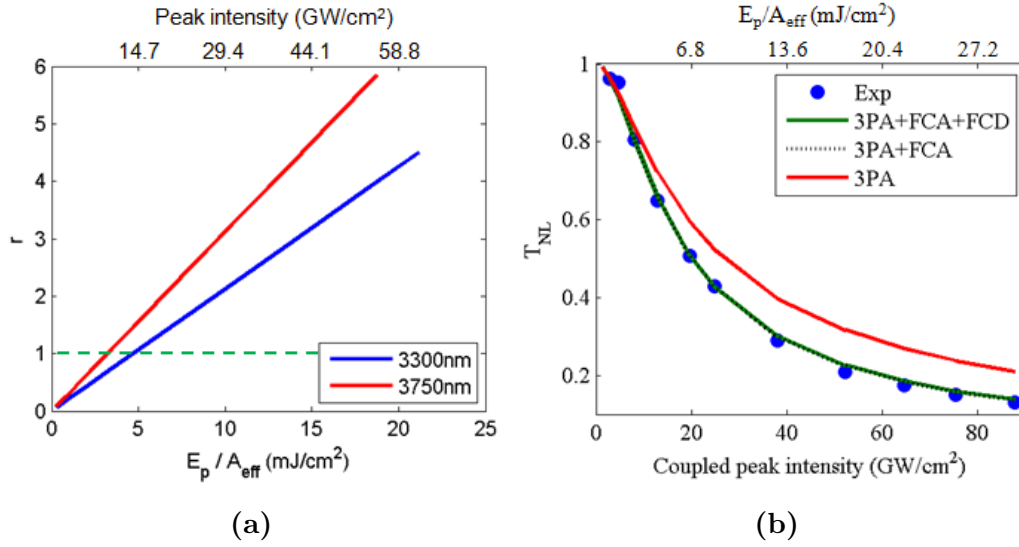


Figure 3.29 – (a) Rapport entre absorption par FCA et par 3PA en fonction de la densité d’énergie de l’impulsion à deux longueurs d’onde différentes, de 3300nm et 3750nm. L’intensité pic couplée associée figurant sur le graphe suppose une durée d’impulsion de 320 fs. (b) Transmission nonlinéaire calculée avec et sans inclure l’effet des porteurs libres à la longueur d’onde de 3300 nm avec $\alpha_{3PA} = 1.23 \times 10^{-2} \text{ cm}^3/\text{GW}^2$ et $n_2 = 6.5 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ en utilisant le guide de $3 \times 2.7 \mu\text{m}^2$ et 3 cm de longueur.

l’effet du FCA, à densité de porteurs libres équivalente, subi par un signal optique de longueur d’onde plus élevée. En particulier, pour les mesures effectuées avec des impulsions aussi courtes que 320 fs, on s’attend à ce que le FCA domine sur le 3PA dès que l’intensité pic est supérieure à $\approx 10 \text{ GW}/\text{cm}^2$.

Pour illustrer l’impact non négligeable des porteurs libres dans le MIR, même en régime d’impulsions femtoseconde, la figure 3.29(b) représente la transmission nonlinéaire du guide de section $3 \times 2.7 \mu\text{m}^2$ et longueur 3 cm mesurée pour une impulsion centrée à $\lambda = 3.3 \mu\text{m}$ avec les résultats des calculs incluant ou non les effets des porteurs libres générés par 3PA. Malgré l’utilisation d’impulsions avec une durée de quelques centaines de femtosecondes, à des intensités élevées (i.e. plus que $\approx 10 \text{ GW}/\text{cm}^2$ dans nos conditions expérimentales) les effets des porteurs libres doivent être inclus dans le modèle pour pouvoir décrire plus fidèlement les résultats obtenus.

Nous explorons ensuite l’existence potentielle d’un optimum en termes de lon-

gueur d'onde de fonctionnement pour la réalisation de composants nonlinéaires à base de SiGe/Si dans le MIR. Ce point est particulièrement important vis à vis des applications visées, qui pourraient être entravées si on néglige de réaliser des dispositifs opérant aux longueurs d'onde pour lesquelles les pertes nonlinéaires sont minimisées. Par exemple, en considérant des impulsions avec une intensité pic couplée de 10 GW/cm^2 , les pertes générées par absorption multiphotons (3PA et/ou 4PA en fonction de la longueur d'onde considérée), telles que calculées sur la figure 3.30(a), montrent un minimum entre $\lambda = 3.75 \mu\text{m}$ et $\lambda = 4 \mu\text{m}$. Ce minimum résulte vraisemblablement de la diminution du coefficient d'absorption à trois photons lorsque la longueur d'onde augmente et de l'augmentation plus lente de l'absorption à quatre photons. En première approximation, il apparaîtrait ainsi préférable de concevoir les futurs dispositifs en SiGe/Si pour opérer autour de cette longueur d'onde optimum. De façon similaire, dans le c-Si, il a été observé que dans la région autour de $2.2 \mu\text{m}$ les pertes nonlinéaires montrent un minimum local [156]. Cette observation est corroborée par l'estimation d'un FOM nonlinéaire étendu (avec une définition adaptée à la contribution des pertes nonlinéaires dominantes) aux longueurs d'onde utilisées pour les mesures. Sur la figure 3.30(b), le FOM limité par l'absorption à trois photons est défini comme $FOM_{3PA} = n_2/\alpha_{3PA}I_0\lambda$ et celui limité par l'absorption à quatre photons est défini comme $FOM_{4PA} = n_2/\alpha_{4PA}I_0^2\lambda$. L'intensité pic couplée utilisée est de 10 GW/cm^2 , comme dans les calculs associés à la figure 3.30(a), et, dans les cas où l'absorption à trois et quatre photon sont toutes deux présentes, seul l'effet dominant est considéré (e.g. à $\lambda = 4.16 \mu\text{m}$ l'absorption par 4PA devient plus importante de celle par 3PA quand $I \gtrsim 3.6 \text{ GW/cm}^2$). On peut d'abord remarquer que l'optimum en longueur d'onde ne semble pas dépendre du régime (picoseconde ou femtoseconde) choisi. Comme attendu, le FOM maximum est atteint autour de la longueur d'onde pour laquelle les contributions d'absorption multiphotons sont minimum sur la figure 3.30(a). Comme l'absorption à trois et quatre photons ont une dépendance différente avec l'intensité pic, la longueur d'onde optimale (i.e. celle qui donne un FOM plus élevé) peut changer avec l'intensité pic de l'impulsion. Sur la figure 3.31 cette longueur d'onde optimale est évaluée en fonction de l'intensité pic. On observe que si on utilise des intensités pic inférieures à 10 GW/cm^2 , l'optimum

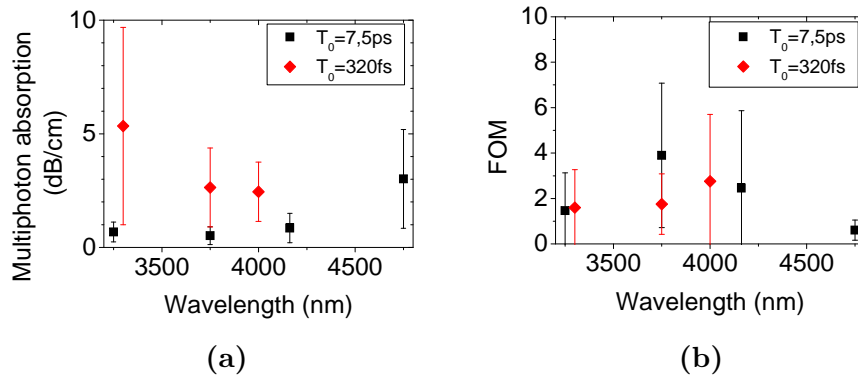


Figure 3.30 – (a) Pertes par absorption multiphotons calculées en fonction de la longueur d’onde pour une intensité pic couplée d’impulsion (picoseconde ou femtoseconde) de 10 GW/cm^2 . (b) Facteur de mérite nonlinéaire (FOM) en fonction de la longueur d’onde calculé pour une intensité pic couplée d’impulsion (picoseconde ou femtoseconde) de 10 GW/cm^2 .

se trouve à $\lambda = 4 \mu\text{m}$. Pour des intensités pics supérieures, le FOM est plus élevé à $\lambda = 3.75 \mu\text{m}$.

Enfin, on peut imaginer qu’en augmentant la longueur d’onde jusqu’à la limite entre l’absorption à quatre et cinq photons (qu’on attend pour le SiGe entre $5 \mu\text{m}$ et $6 \mu\text{m}$), on pourrait trouver un autre minimum d’absorption multiphotons et donc un autre maximum du FOM nonlinéaire. Cette longueur d’onde plus élevée pourrait aussi être avantageuse pour exploiter les phénomènes optiques nonlinéaires dans la

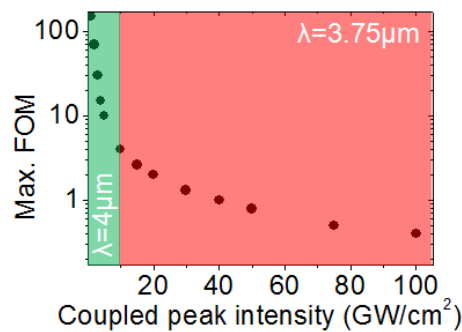


Figure 3.31 – Facteur de mérite nonlinéaire (FOM) maximum en fonction de l’intensité pic couplée d’impulsion. Le FOM maximum est obtenu à $\lambda = 4 \mu\text{m}$ dans la zone verte et à $\lambda = 3.75 \mu\text{m}$ dans la zone rouge.

plate-forme SiGe/Si dans le MIR plus lointain. De plus, comme les phénomènes d'absorption multiphotons sont d'ordre supérieur dans cette gamme de longueurs d'onde, des intensités lumineuses plus élevées pourraient être utilisées avant de subir une pénalité liée à l'absorption nonlinéaire.

3.3 Conclusions

La réponse optique nonlinéaire de deux matériaux, a-Si :H et Si_{0.6}Ge_{0.4}, a été expérimentalement caractérisée avec des mesures de transmission d'impulsions optiques courtes ($7.5 \text{ ps} \leq t \leq 320 \text{ fs}$) dans des guides, dans le proche infrarouge et le moyen infrarouge, respectivement. Les paramètres nonlinéaires des matériaux ont été estimés à partir des résultats expérimentaux en utilisant le modèle standard de la NLSE introduite dans la section 1.2. Ces résultats montrent que le a-Si :H est un matériau prometteur pour les applications d'optique non linéaire à la longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$. Avec un indice Kerr élevé, $n_2 = 1.19 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$, associé à un bon facteur de mérite nonlinéaire (FOM = 5.5), le a-Si :H représente une plate-forme à fort potentiel pour des applications de traitement du signal ultra-rapide sur puce. En particulier, elle devrait permettre de réaliser des fonctions difficiles à atteindre dans le silicium cristallin, et qui nécessitent une forte réponse non linéaire, comme par exemple la régénération du signal ou l'amplification paramétrique avec un gain net sur puce. De plus, grâce à l'amélioration du processus de fabrication du a-Si :H, on a remarqué que la réponse optique du matériau est restée stable, sans détérioration, après plusieurs heures d'utilisation des dispositifs avec des intensités pic des impulsions jusqu'à $4 \text{ GW}/\text{cm}^2$.

Les mesures de la réponse nonlinéaire des guides en Si_{0.6}Ge_{0.4}/Si dans le MIR ont montré que les pertes non linéaires dans cette gamme de longueurs d'onde peuvent être non négligeables, en particulier la contribution liée à l'absorption des porteurs libres qui augmente proportionnellement à λ^2 et reste, dans ce cas, non négligeable, même en régime d'impulsions courtes. Nous rappelons que cet aspect n'est pas spécifique au matériau étudié mais incombe davantage aux hautes longueurs d'onde associées au MIR. Malgré cela, en utilisant des impulsions avec une

densité d'énergie modérée (e.g. $\leq 5 \text{ mJ/cm}^2$) et en opérant autour de la bonne longueur d'onde ($\sim 3.75 - 4 \text{ }\mu\text{m}$), la forte réponse non linéaire du SiGe dans cette haute bande spectrale en fait une plate-forme prometteuse pour les applications d'optique non linéaire dans le MIR. Les faibles pertes par propagation mesurées ($< 0.5 \text{ dB/cm}$ à $4.75 \text{ }\mu\text{m}$) dans cette filière matériau viennent renforcer le potentiel de la plateforme SiGe/Si pour la réalisation de dispositifs photoniques intégrés pour le MIR. Enfin, de manière plus générale, l'analyse des résultats non linéaires dans une gamme spectrale moins étudiée que le proche infra-rouge (i.e. le MIR), où l'effet des non linéarités d'ordre plus élevée ne peut plus être négligé, a montré les limites de la méthode traditionnelle pour interpréter et extraire la réponse non linéaire d'une structure guidante. Nous avons à cette occasion développé une approche moins standard combinant l'analyse de plusieurs séries de mesures dans des régimes différents (picoseconde et femtoseconde), avec une technique de minimisation d'erreur entre spectres mesurés et calculés, ainsi qu'une méthode itérative d'estimation des paramètres non linéaires. Cette approche conduit à une estimation plus fiable de la réponse non linéaire du matériau étudié.

Chapitre 4

Guides à cristaux photoniques en a-Si :H

Dans le chapitre 2, nous avons vu que les guides à CP en régime de lumière lente avaient un fort potentiel pour l'exaltation des phénomènes optiques nonlinéaires. Cependant, puisque le facteur de mérite nonlinéaire (FOM) du silicium cristallin (c-Si) est faible, l'exaltation simultanée du TPA tempère les bénéfices de la lumière lente dans ce matériau. Dans le chapitre 3, nous avons montré que le a-Si :H était un candidat potentiel pour remplacer le c-Si dans les applications d'optique nonlinéaire aux longueurs d'onde télécom. Le a-Si :H est compatible avec le processus de fabrication CMOS et son FOM est 10 fois plus élevé que celui du c-Si à 1.55 μm . Ce chapitre s'intéresse ainsi au développement de guides à CP en a-Si :H. Cette combinaison associe les avantages conférés par le double choix d'une plate-forme matériau et géométries adaptées aux applications d'optique nonlinéaire sur puce, offrant la possibilité de réaliser des dispositifs compacts et nécessitant des niveaux d'énergie relativement faibles.

Dans la première partie de ce chapitre, on présente les résultats expérimentaux associés aux premiers guides à CP fabriqués en a-Si :H au CEA-Leti. Ces structures sont des guides à CP "standard" avec un mode de type réfractif et à vitesse de groupe "rapide". Dans la deuxième partie du chapitre, nous présentons la conception de guides à CP en a-Si :H encapsulés dans la silice et qui soutiennent un mode guidé

en régime de lumière lente. On présente les paramètres du design de ces guides et les calculs théoriques des propriétés du mode lent (dispersion de la vitesse de groupe, pertes par propagation et paramètre nonlinéaire) utiles pour les applications d'optique nonlinéaire guidée. A titre d'exemple d'application, nous analysons les performances attendues théoriquement en utilisant ces guides pour la réalisation d'un compresseur temporel d'impulsions intégré basé sur les solitons d'ordre élevé. Enfin, nous présentons le processus de fabrication de ces guides, réalisé au CEA-Leti, et les résultats expérimentaux préliminaires associés (mesures de transmission en régime linéaire) permettant la validation partielle du design.

4.1 Premiers guides à CP en a-Si :H

Nous présentons ici les résultats de caractérisation de la première série de guides à CP fabriqués en a-Si :H. La section 4.1.1 décrit la technologie de fabrication développée par le CEA-Leti et les bancs expérimentaux utilisés pour tester ces guides en régime linéaire. La section 4.1.2 présente les résultats obtenus sur ces guides, i.e. les mesures de pertes et de dispersion, en lien avec des calculs FDTD.

4.1.1 Fabrication et bancs de caractérisation

Les guides à CPs ont été fabriqués au CEA-Leti de Grenoble, France, en utilisant une ligne CMOS pour wafers de 200 mm de diamètre. Le wafer utilisé est constitué d'une couche de 1.7 μm de silice sur un substrat de c-Si. Initialement, une couche de 220 nm de a-Si :H est déposée sur la couche de silice par PECVD à 350 °C. Après le dépôt d'un masque dur en silice, une lithographie UV-profonde à 248 nm et une gravure HBr sont utilisées pour le transfert du motif dans le a-Si :H. Trois guides à CPs de 20 μm , 40 μm et 160 μm de longueur ont été fabriqués. Ces structures sont obtenues à partir d'un motif triangulaire de trous définis dans le a-Si :H avec une période de 500 nm et un rayon de 187 nm et en omettant une rangée de trous dans la direction ΓK . La figure 4.1(a) montre une image SEM d'un guide W1 ainsi fabriqué. Un nanoguide de 400 nm de largeur est utilisé pour coupler la lumière au guide à

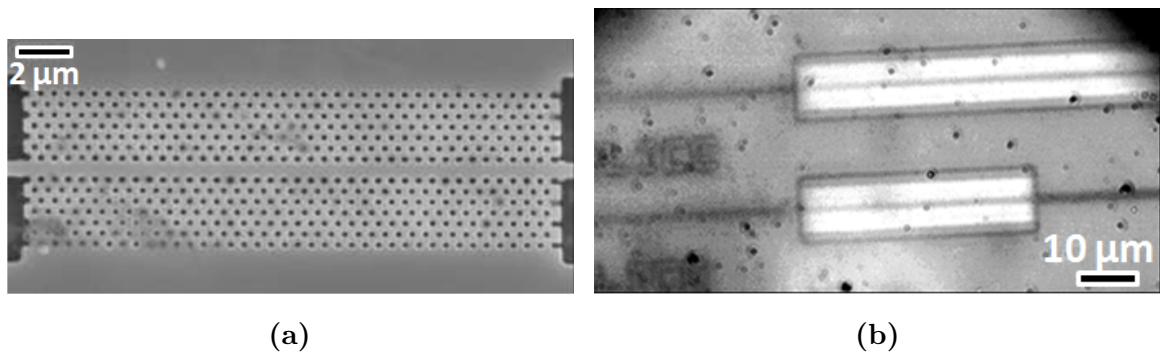


Figure 4.1 – (a) Image SEM d’un guide à CP avant encapsulation dans la silice. (b) Image au microscope optique des guides à CP encapsulés avec les nanoguides d’accès.

CP. Pour le couplage à la puce, les nanoguides se terminent par un taper élargi au niveau des facettes d’entrée et de sortie jusqu’à une largeur de $2.1\ \mu\text{m}$ avec un angle de 0.3° , comme représenté schématiquement sur la figure 4.2(a). Enfin les guides sont encapsulés par une couche de silice de $500\ \text{nm}$ d’épaisseur déposée en utilisant un plasma haute densité. Une image au microscope optique des guides à CP avec une partie des nanoguides d’accès est montrée sur la figure 4.1(b).

Le banc expérimental utilisé pour caractériser les propriétés linéaires des guides (i.e. coefficient de pertes par propagation et courbe de dispersion du mode fondamental), est représenté sur la figure 4.2(a). Il inclue différentes sources de lumière : une source ASE (amplified spontaneous emission) large bande avec des longueurs d’onde entre $1510\ \text{nm}$ et $1630\ \text{nm}$ et un laser CW accordable en longueur d’onde entre $1500\ \text{nm}$ et $1630\ \text{nm}$. Le signal de la source en sortie du polariseur est polarisé transverse-électrique (TE) et couplé à une fibre lentillée à maintien de polarisation. Le signal optique transmis par l’échantillon est collecté par une autre fibre lentillée reliée à un analyseur de spectre optique (OSA). Les pertes par insertion dans la puce sont d’environ $20\ \text{dB}$ au total. Cette valeur pourrait être améliorée en optimisant le couplage à la puce avec l’utilisation de tapers inverses [167].

Le banc de caractérisation dispose aussi d’une caméra infrarouge. Celle-ci est utilisée d’une part pour faciliter le couplage aux guides situés sur la puce et d’autre part pour obtenir des images infrarouge des guides à CP excités, vus de dessus. Le but de ces caractérisations par imagerie IR est d’identifier sans ambiguïté les modes

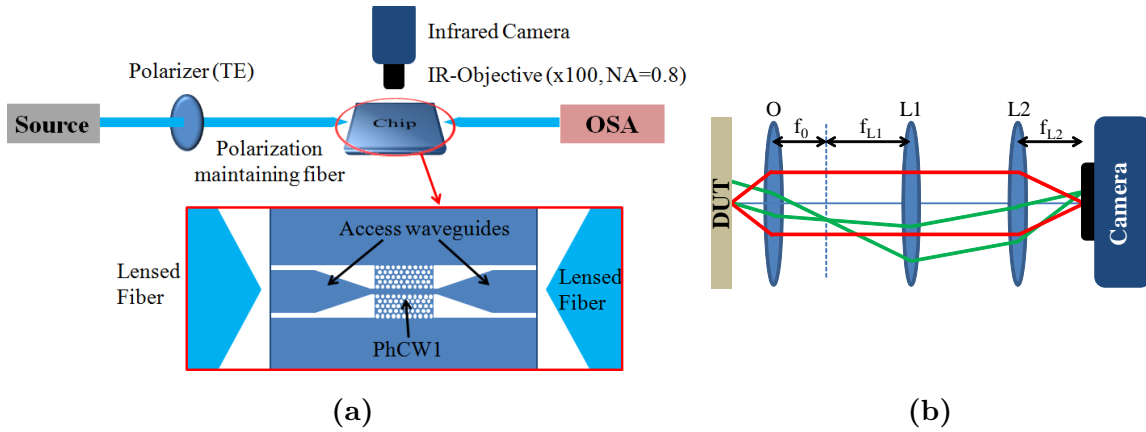


Figure 4.2 – (a) Montage expérimental utilisé pour la caractérisation des guides à CP en a-Si :H. L’insert montre une représentation schématique de la puce (guides à CP, guides d’accès et tapers) à laquelle on couple le signal par des fibres lentillées. (b) Illustration des chemins optiques permettant d’observer le plan réel (liges rouges) et le plan de Fourier (lignes vertes) de l’échantillon sur la caméra IR. O est l’objectif de microscope, L1 et L2 sont deux lentilles et DUT représente l’échantillon. On passe alternativement de l’image réelle à l’image dans le plan de Fourier en ajoutant/ôtant L1.

qu’on observe en transmission. Pour cela, on utilise la transformée de Fourier spatiale qui permet de remonter expérimentalement à la courbe de dispersion des modes, en suivant deux méthodes différentes. Dans un premier temps, nous avons calculé la transformée de Fourier numérique des images infrarouge d’un guide excité avec la source CW. Ces images réelles sont obtenues avec un objectif avec un facteur de grossissement de $100\times$ et une ouverture numérique de 0.8. Dans un deuxième temps, nous avons installé un nouveau système de lentilles sur le chemin optique entre l’objectif et la caméra, tel que représenté sur la figure 4.2(b), pour observer directement la transformée de Fourier optique sur la caméra IR [168]. Dans ce montage, on peut passer de l’observation dans le plan réel à l’observation dans le plan de Fourier en insérant la lentille L1 entre l’objectif de microscope, O, et la lentille L2. Sans la lentille L1, le parcours de la lumière provenant de l’échantillon et qui est focalisée sur la caméra est représenté par les lignes rouges, correspondant à l’observation de l’image réelle de l’échantillon. A l’inverse, en insérant la lentille L1, tous les rayons issus de l’échantillon avec un certain angle θ par rapport à l’axe optique, orthogonal au plan

de la puce, i.e. associé à une certaine valeur et direction de vecteur d'onde, k , sont focalisés en un même point sur le plan du capteur de la caméra. Le chemin optique associé à cette situation est représenté par les lignes vertes sur la figure 4.2(b). La transformée de Fourier optique est effectuée par l'objectif du microscope en son plan focal et ce plan est imagé sur le capteur de la caméra par le couple de lentilles L1 et L2. La distance critique dans ce montage est la distance entre la lentille L1 et l'objectif du microscope. Cette distance doit être égale à la somme de leurs distances focales respectives f_O et f_{L1} , pour que le plan de Fourier de l'échantillon imagé à une distance f_O derrière l'objectif coïncide avec le plan au foyer objet de la lentille L1, i.e. à une distance f_{L1} en amont de L1. Tous les rayons émis avec un angle θ depuis l'échantillon sont focalisés sur le plan du capteur de la caméra à une distance r depuis l'axe optique donnée par

$$r = \frac{f_{L2}f_O}{f_{L1}} \tan \theta \quad (4.1)$$

Cette équation est utilisée pour choisir les lentilles avec des distances focales telles que l'image de Fourier soit bien reproduite sur le capteur de la caméra. En particulier on veut que l'angle maximal, θ_M , qui peut être focalisé sur la caméra soit au moins égal à celui qui est limité par l'ouverture numérique de l'objectif de microscope. De plus, en utilisant l'équation (4.1) et en connaissant la résolution du capteur de la caméra, on peut estimer la résolution des images dans le plan de Fourier. Dans le montage utilisé, la distance focale de l'objectif, f_O , est de 2 mm, la distance focale des lentilles L1 et L2 sont respectivement $f_{L1} = 10$ cm et $f_{L2} = 15$ cm. Avec ces valeurs, la résolution de l'image dans l'espace des k est autour de $0.002 \times (2\pi/a)$, correspondant à une taille d'un pixel sur la caméra de 20 μm . Il est important de rappeler que cette technique utilisée ici, ne fonctionne a priori que pour des modes situés au dessus de la ligne de lumière et avec un vecteur d'onde k contenu dans l'ouverture numérique de l'objectif. Il est néanmoins possible d'étendre cette méthode pour étudier les modes sous la ligne de lumière en ajoutant des corrugations en bord de guide présentant une période plus grande que le guide à CP [169].

4.1.2 Résultats et discussions

Coefficient de pertes linéaires

Le coefficient de pertes par propagation, α , des guides à CP fabriqués est estimé à partir des mesures de transmission des trois guides à CP de différentes longueurs. Les spectres de transmission mesurés pour chaque guide sont présentés sur la figure 4.3(a) en utilisant la source ASE et en normalisant par rapport au spectre de cette source en entrée de guide. Sur la figure 4.3(b), α est estimé à chaque longueur d'onde avec un fit linéaire de la transmission (exprimée en dB) en fonction de la longueur du guide à CP. Dans la région de plus faible perte, qui se trouve à $\lambda = 1540$ nm, on obtient $\alpha \approx 6.5$ dB/mm. Cette valeur est élevée comparée à l'état de l'art des guides à CP de ce type fabriqués en c-Si ($\alpha \approx 5$ dB/cm [112]), mais pourrait s'expliquer en partie par la structure de bandes calculée par FDTD pour les paramètres géométriques des guides à CP fabriqués (cf. figure 4.4). Dans la bande spectrale analysée, le mode fondamental se trouve en effet au-dessus de la ligne de lumière, et est donc intrinsèquement à fuites (cf. section 2.3). Cette situation n'est pas optimale pour obtenir des guides à faibles pertes car le mode peut être diffracté hors du plan [167]. En calculant le profil du champ H_z du mode fondamental par PWE

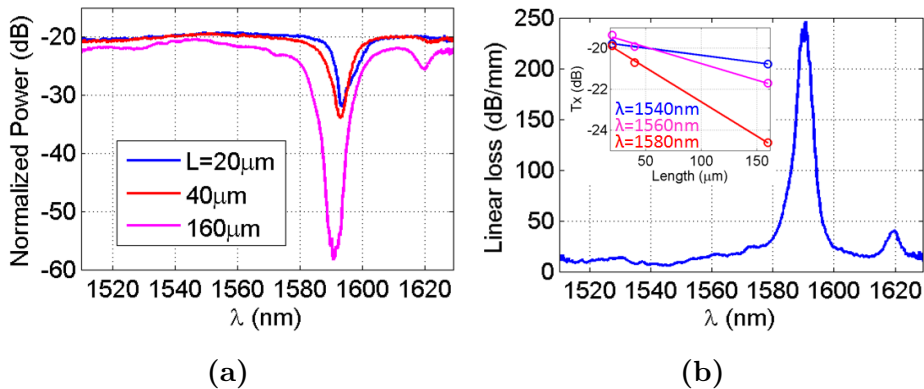


Figure 4.3 – (a) Spectre de transmission normalisé des guides de longueur, L , de $20 \mu\text{m}$, $40 \mu\text{m}$ et $160 \mu\text{m}$. (b) Coefficient de pertes par propagation en fonction de la longueur d'onde. En insert, les fits linéaires utilisés pour estimer le coefficient de pertes à trois longueurs d'onde différentes sont montrés.

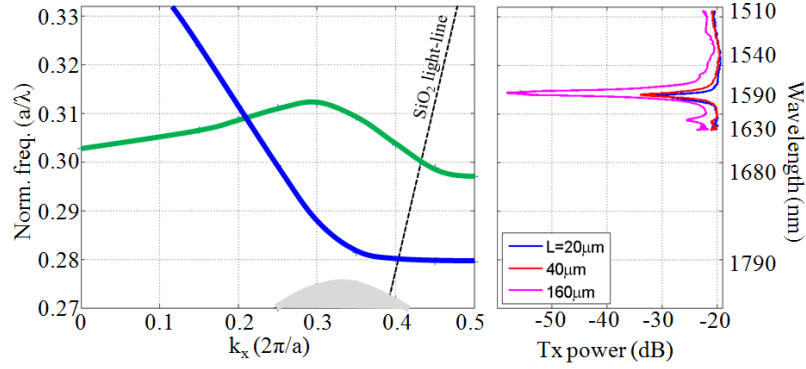


Figure 4.4 – Diagramme de dispersion du guide calculé par FDTD en 3D (paramètres de simulation : $a = 500\text{nm}$, $r = 187\text{nm}$ et épaisseur de la couche de a-Si :H $h = 220\text{nm}$). Le mode symétrique est représenté en bleu et le mode antisymétrique est représenté en vert. À droite les spectres de transmission mesurés sont montrés en fonction de la longueur d’onde corrélée aux valeurs de a/λ du diagramme de dispersion.

en 2D et en opérant une transformée de Fourier numérique on estime que, dans la plage de longueurs d’onde utilisées pour les mesures, un faible pourcentage ($\leq 2\%$) de l’intensité du champ H_z du mode se trouve en réalité dans le cône de lumière. Cela indique que l’harmonique principale du mode se situe bien en dehors du cône de lumière et que le niveau de pertes élevé mesuré est relatif aux pertes extrinsèques, reflétant le manque de maturité de la technologie de fabrication, pour ces premiers échantillons, par rapport à une technologie en silicium cristallin.

Les spectres présentés sur la figure 4.3(a) indiquent également la présence de deux creux de transmission aux longueurs d’onde de 1590 nm et 1620 nm. La comparaison avec le diagramme de dispersion calculé par FDTD permet, encore une fois, de mieux comprendre la nature de ces creux (cf. figure 4.4). Les creux de transmission semblent se situer spectralement autour de la longueur d’onde pour laquelle le mode fondamental guidé, symétrique, croise le mode antisymétrique du guide. Le mode antisymétrique peut être excité si les guides d’accès ne sont pas bien alignés avec le guide à CP. En particulier, le creux à $\lambda = 1590\text{ nm}$ pourrait être lié à la région à faible vitesse de groupe du mode antisymétrique (correspondant au maxima en $k_x \approx 0.3 \times 2\pi/a$), qui augmente significativement les pertes du mode guidé à fuites. Le deuxième creux à $\lambda = 1620\text{ nm}$ pourrait être causé par le croisement des deux

modes pour lesquels le couplage est possible en présence de défauts dans la structure et il est maximum lorsque l'accord de phase est vérifié.

Relation de dispersion

Pour identifier les modes excités sans équivoque, on mesure expérimentalement la relation de dispersion du mode fondamental du guide à CP à partir de la transformée de Fourier spatiale du mode excité dans le guide. Ceci est possible avec la méthode décrite dans la section 4.1.1 car les modes du CP ont ici une composante au dessus de la ligne de lumière. On estime ainsi la valeur du vecteur d'onde des modes dans le CP pour chaque longueur d'onde d'excitation. Initialement, on calcule la transformée de Fourier numériquement à partir des images infrarouges du guide excité avec la source CW. On enregistre une série d'images du guide prises avec la caméra IR en changeant la longueur d'onde du laser d'excitation CW, polarisé en TE, entre 1450 nm et 1590 nm avec un pas de 10 nm. Des exemples d'images ainsi obtenues à 1480 nm et 1590 nm ainsi que de la transformée de Fourier numérique à 1480 nm sont montrées sur la figure 4.5. Cette dernière correspond à la transformée de Fourier

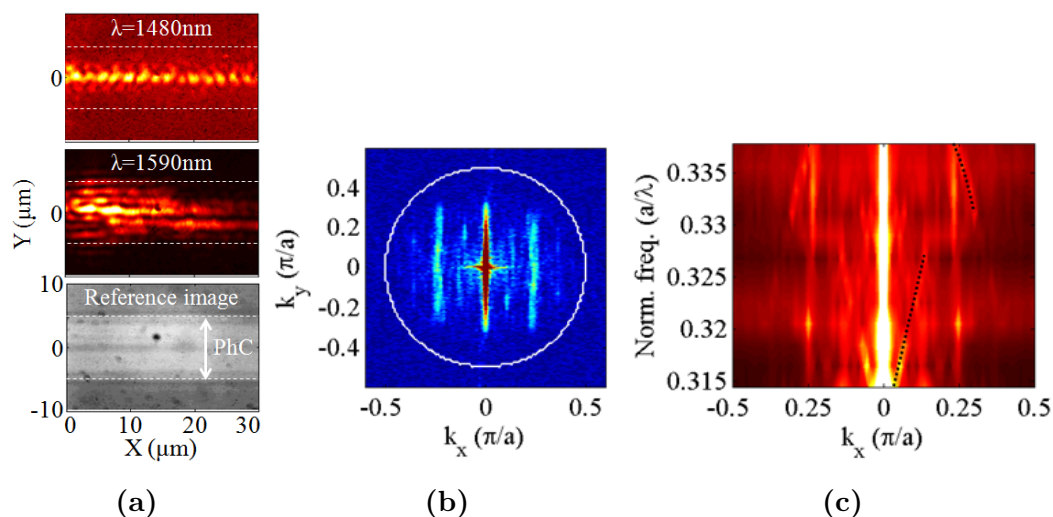


Figure 4.5 – (a) Images infrarouge d'un guide excité avec la source CW à $\lambda = 1590\text{ nm}$ et $\lambda = 1480\text{ nm}$ comparées avec une image dans le visible du guide CP. (b) Transformée de Fourier spatiale de l'image en (a) pour $\lambda = 1480\text{ nm}$. (c) Projection sur l'axe $k_y = 0$ du vecteur d'onde dans le plan du CP en fonction de la fréquence a/λ .

du profil d'intensité lumineuse dans le guide à CP, qui est proportionnel au carré de l'amplitude du champ électrique. Pour cette raison, la période spatiale du profil mesuré par la caméra correspond à la moitié de la période de l'amplitude du champ électrique du mode. On représente ainsi les transformées de Fourier spatiales sur la figure 4.5(b) et (c) en unités de π/a afin de pouvoir directement comparer les valeurs de k_x à celles données par le diagramme de dispersion de la figure 4.4. La transformée de Fourier de l'intensité présente également une composante continue à $k = 0$, largement visible sur la figure 4.4, à cause d'une moyenne non nulle des oscillations de $|E(r)|^2$. La limite de l'ouverture numérique de l'objectif est représentée par la circonférence blanche sur la figure 4.5(b). On observe sur la figure 4.5(b) deux raies brillantes à $k_x = \pm 0.23 \times \pi/a$ qui s'étalent selon k_y ainsi que des raies secondaires à $k_x = \pm 0.10 \times \pi/a$. L'une d'elles correspond vraisemblablement au vecteur d'onde principal dans la direction du guide du mode confiné selon Y et guidé selon X , comme visible sur la figure 4.5(a). Pour comparer la position des modes en fonction de la longueur d'onde avec celle donnée par le diagramme de dispersion, on intègre les résultats de la transformée de Fourier numérique sur k_y pour chaque longueur d'onde d'excitation de façon à obtenir la figure 4.5(c). D'après ce diagramme, le pic à $k_x \approx 0.23 \times \pi/a$ ne varie quasiment pas avec la longueur d'onde. Par ailleurs, deux modes semblent apparaître à $k_x \approx 0.2 - 0.3 \times \pi/a$ entre 1450 nm ($u = 0.34$) et 1520 nm ($u = 0.33$), et à $k_x \approx 0 - 0.1 \times \pi/a$ entre 1540 nm ($u = 0.325$) et 1590 nm ($u = 0.314$), qui pourraient correspondre à la dispersion du mode guidé par le guide à CP. Ces modes sont surlignés par des lignes pointillées dans le demi-plan $k_x > 0$ sur la figure 4.5(c). Enfin, sur l'image infrarouge de la figure 4.5(a) à $\lambda = 1590$ nm, qui correspond au creux maximum de transmission du guide CP, on observe que le confinement du mode est faible dans la direction latérale (par rapport à l'image prise à 1480 nm par exemple) et beaucoup de lumière est diffractée sur les bords latéraux du guide à CP. Cette observation est cohérente avec l'hypothèse que le pic de pertes mesuré à cette longueur d'onde est dû au mode antisymétrique car ce dernier s'étend davantage que le mode symétrique dans les barrières à CP de part et d'autre du centre du guide à CP. Ceci est corroboré par la comparaison de la distribution du champ des modes symétrique et antisymétrique, montrées sur la

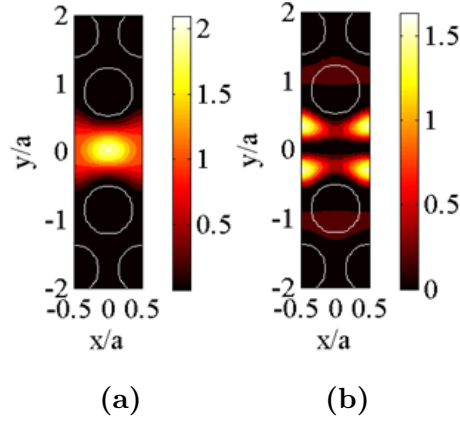


Figure 4.6 – Valeur absolue au carré du champ H_y calculé par des simulations PWE en 2D pour le mode (a) symétrique et (b) antisymétrique dans le guide à CP pour $k_x = 0.2 \times 2\pi/a$. Les lignes blanches représentant les contours des trous de silice dans le CP.

figure 4.6. En plus de la faible vitesse de groupe du mode antisymétrique autour de $\lambda = 1590$ nm, le nombre insuffisant de rangées (7 de part et d'autre du centre du guide) pourrait expliquer les fortes pertes de ce mode observées expérimentalement.

Pour obtenir une meilleure interprétation des résultats de la figure 4.5(c) qui font apparaître de manière fictive des “modes” supplémentaires car déduits des mesures d'intensité lumineuse, on mesure la transformée de Fourier expérimentalement en utilisant le montage présenté sur la figure 4.2(b). Cette méthode a l'avantage de conserver l'information sur la phase de la lumière. En effet, ces mesures donnent directement la transformée de Fourier spatiale de l'amplitude du signal $E(r)$, de sorte que l'on obtient le vecteur d'onde associé à la relation de dispersion du mode, directement comparable aux résultats des calculs de la figure 4.4. Un exemple d'image obtenue avec cette technique à $\lambda = 1520$ nm est montré sur la figure 4.7(a). Les deux traits verticaux sont associés à deux modes guidés dans la structure et possédant chacun un vecteur d'onde (k_x) bien défini dans la direction X du guide. L'image obtenue dans le plan de Fourier est circulaire, avec un rayon, r_{max} , déterminé par l'ouverture numérique, NA , de l'objectif. Dans le cercle, la distance, r , à partir du centre est associée à la norme du vecteur d'onde \vec{k}_p , du mode dans le plan du CP

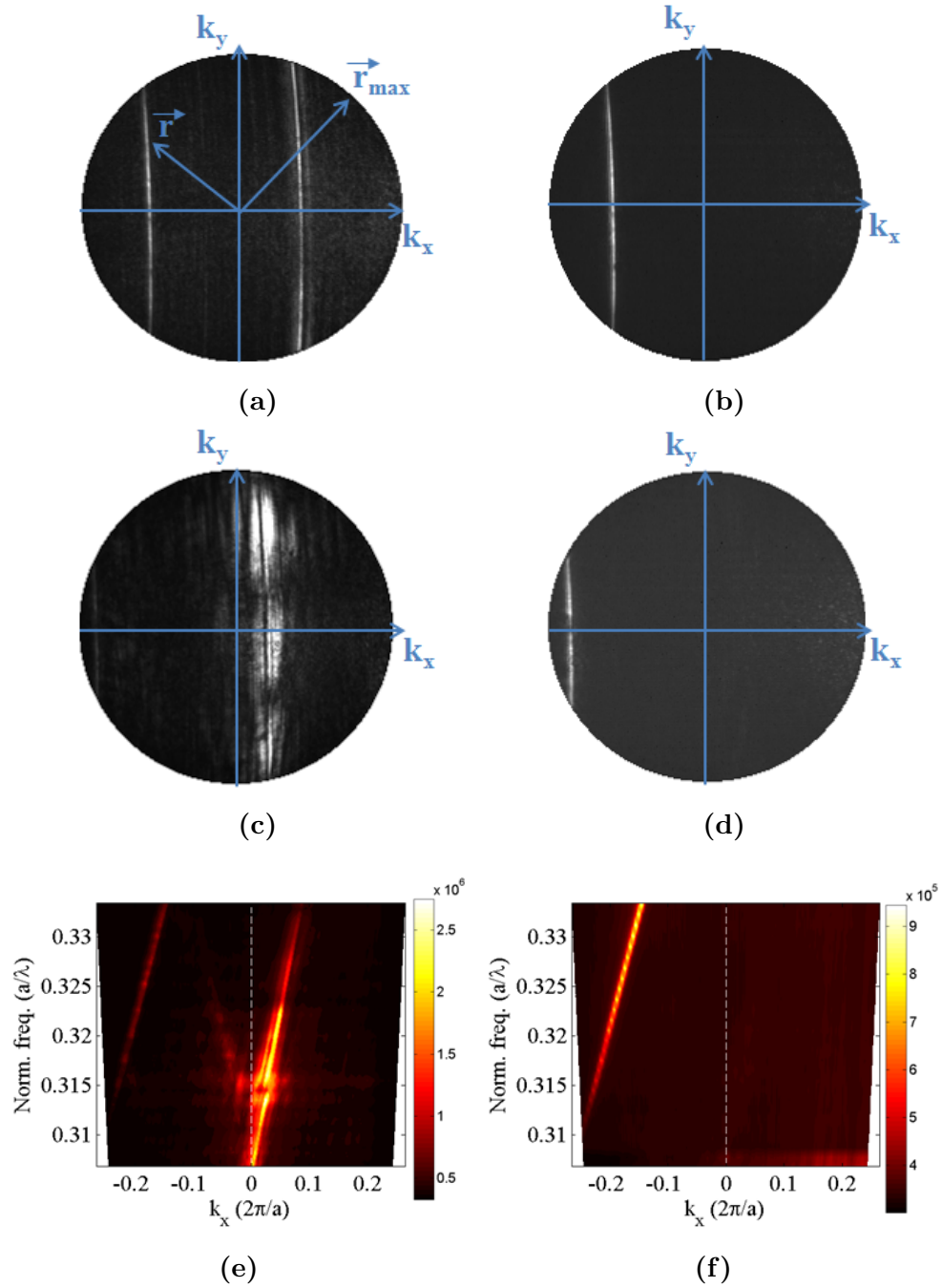


Figure 4.7 – (a-d) Images dans le plan de Fourier obtenues aux longueurs d’onde (a) et (b) $\lambda = 1520$ nm et $\lambda = 1590$ nm (c) et (d) avec la lumière en entrée polarisée en (a) et (c) TE et (b) et (d) TM. (e) et (f) Projection sur l’axe $k_y = 0$ du vecteur d’onde dans le plan du CP, k_p , en fonction de la longueur d’onde avec la lumière en entrée polarisée en (e) TE et (f) TM.

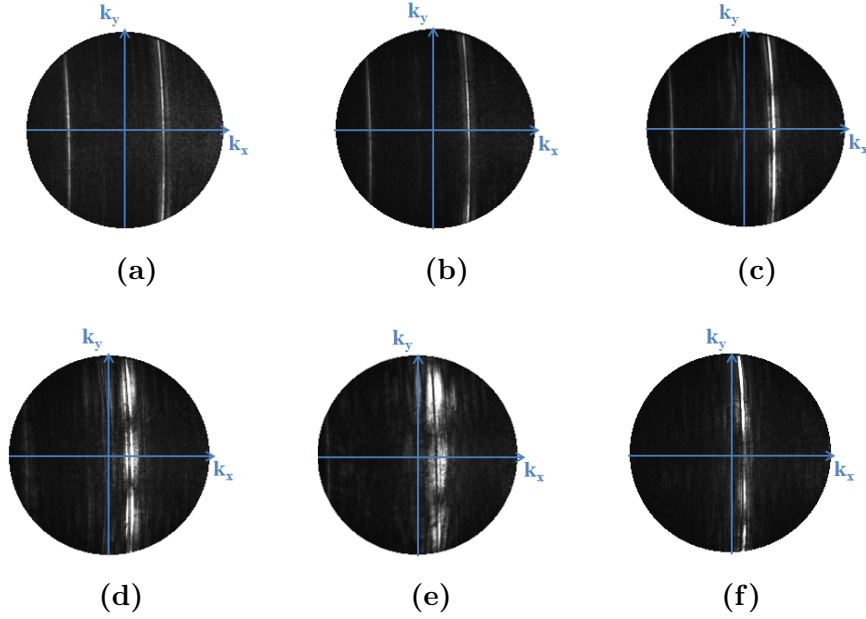


Figure 4.8 – Sélection de la série d’images dans le plan de Fourier obtenues aux longueurs d’onde (a) $\lambda = 1510$ nm, (b) $\lambda = 1530$ nm, (c) $\lambda = 1550$ nm, (d) $\lambda = 1570$ nm, (e) $\lambda = 1590$ nm et (f) $\lambda = 1610$ nm avec la lumière en entrée polarisée en TE.

tel que :

$$k_p = \frac{a}{\lambda} \sin(\theta) = \frac{a r NA}{\lambda r_{max}} \quad (4.2)$$

où $k_p = |\vec{k} \times \hat{n}| = k \sin(\theta)$ est la norme de la composante dans le plan du CP du vecteur d’onde, \vec{k} , à la longueur d’onde λ , normalisé en unité de $2\pi/a$ et θ est l’angle entre \vec{k} et la normale \hat{n} au plan du CP [170]. En utilisant un objectif avec une NA de 0.8, on peut ainsi observer un k_p max entre $0.243 \times 2\pi/a$ (à $\lambda = 1630$ nm) et $0.264 \times 2\pi/a$ (à $\lambda = 1500$ nm). La transformée de Fourier est systématiquement mesurée en balayant la longueur d’onde d’excitation entre 1500 nm et 1630 nm avec un pas de 2.5 nm. Une sélection des images obtenues est montré sur la figure 4.8. Les résultats avec la source en polarisation TE sont intégrés selon k_y et montrés en fonction de la longueur d’onde sur la figure 4.7(e).

La figure 4.7(e) révèle la dispersion de deux modes sur la plage de longueur d’onde considérée, un centré autour de $k_x = -0.2 \times 2\pi/a$ et un autre centré autour de $k_x = 0.05 \times 2\pi/a$. Le sens de propagation de l’entrée vers la sortie du guide est donné par un k_x positif. Des lignes symétriques par rapport à l’axe $k_x = 0$, qui

correspondraient aux mêmes modes mais se propageant dans la direction opposée, ne sont pratiquement pas observables dans ces mesures, probablement, à cause des fortes pertes par propagation du mode guidé à fuites et/ou d'une faible réflexion aux interfaces entre le CP et les guides d'accès. Autour de la longueur d'onde associée au creux de transmission à $\lambda = 1590$ nm (i.e. $u = a/\lambda \approx 0.314$), mesuré sur la figure 4.3(a), le mode autour de $k_x = 0.05 \times 2\pi/a$ semble présenter un anti-croisement, indiquant vraisemblablement la présence d'un deuxième mode avec lequel il se couple. Cette observation corrobore les conclusions issues des mesures de transmission et du calcul de la dispersion montré sur la figure 4.4, selon lesquelles ce deuxième mode est le mode antisymétrique du guide à CP. On effectue les mêmes mesures mais avec la source polarisée en TM. Des exemples d'image obtenue avec cette polarisation à $\lambda = 1520$ nm et $\lambda = 1590$ nm sont montrés sur les figures 4.7(b) et 4.7(d). En comparant ces images avec celles obtenues en polarisation TE (figures 4.7(a) et 4.7(c)), on remarque que seul le trait vertical avec $k_x < 0$ est observable. En effectuant un balayage en longueur d'onde et en intégrant les images selon k_y , on obtient le résultat montré sur la figure 4.7(f). Seul le mode centré autour de $k_x = -0.2 \times 2\pi/a$ est présent dans ce cas, indiquant que ce mode est un mode TM et qu'il y a donc un léger couplage entre les polarisations TE et TM. Nous attribuons cela au fait que les parois des trous et des guides fabriqués ne sont pas exactement verticales mais présentent un certain angle, brisant légèrement la symétrie de la structure par rapport au plan passant par le centre de la membrane et parallèle à cette dernière. Sur la figure 4.7(f) les raies relatives au mode TE ne sont pas visibles car le mode en polarisation TM présente de fortes pertes par propagation et l'intensité de la fraction du mode converti en TE n'est observable qu'en augmentant fortement le temps d'intégration utilisé pour la capture des images. Cette analyse des mesures dans le plan de Fourier nous permet ainsi de conclure que la ligne autour de $k_x = 0.05 \times 2\pi/a$ est due au mode fondamental symétrique TE et l'augmentation des pertes par propagation autour de 1590 nm est causée par le couplage avec le mode antisymétrique TE (figure 4.7(c)).

Sur la figure 4.9(a), la relation de dispersion mesurée à partir de la transformée de Fourier expérimentale et rapportée dans le demi-plan $k_x > 0$ (figure 4.7(e)) est

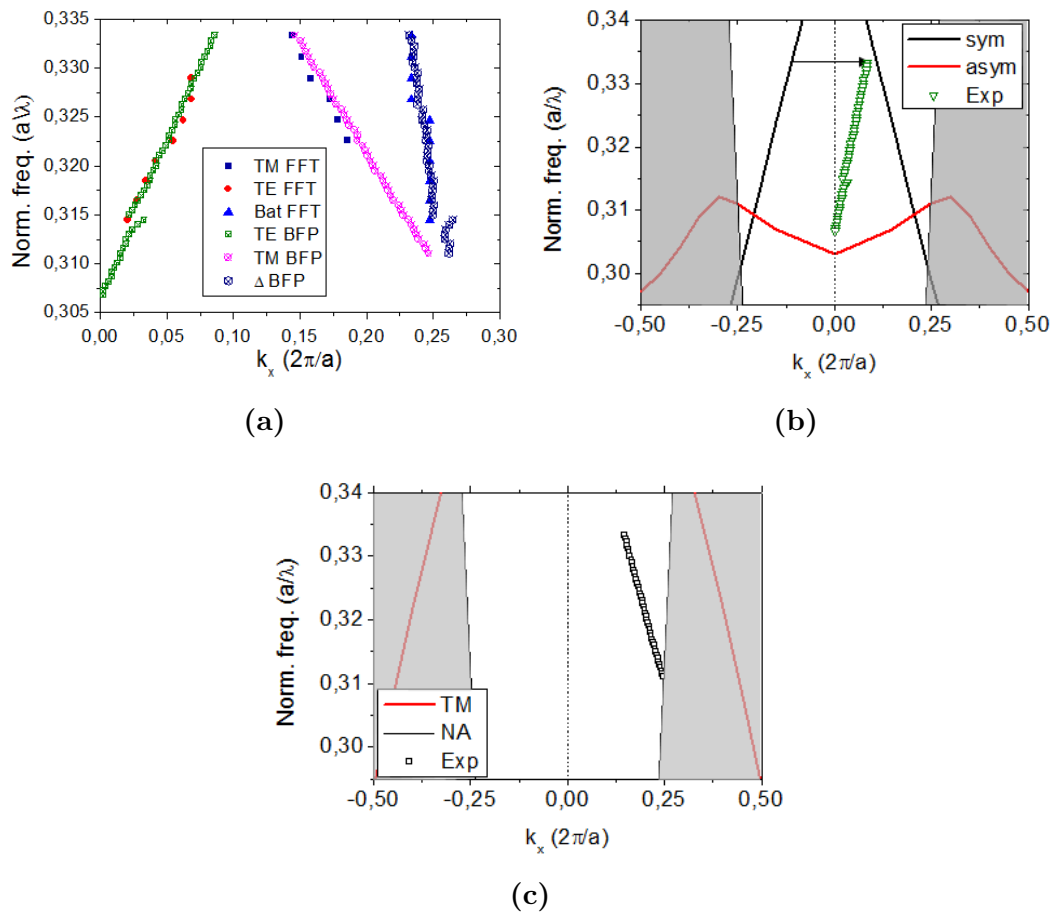


Figure 4.9 – (a) Points expérimentaux donnant les relations de dispersion obtenues avec la transformée de Fourier numérique des images infrarouge (FFT) et avec l'imagerie de Fourier (BFP), rapportées dans la première zone de Brillouin. (b) et (c) Comparaison entre mesures par BFP et résultats des simulations FDTD pour la polarisation TE (b) et TM (c). L'espace en gris foncé représente la région en dehors de l'ouverture numérique de l'objectif (NA=0.8).

comparée avec celle obtenue (raies principales) depuis le calcul de la transformée de Fourier numérique des images infrarouge (figure 4.5(c)). Les résultats obtenus avec les deux méthodes concordent et permettent d'éclairer les différentes composantes que l'on observait sur la figure 4.5(c). En particulier, la ligne quasi constante à $k_x \approx 0.23 \times 2\pi/a$, donnée par les calculs numériques de la transformée de Fourier sur la figure 4.5(c), correspond à la différence des vecteurs d'onde dans le plan entre le mode TE et TM de la figure 4.7(e), i.e. $k_{TM} - k_{TE}$. Elle correspond ainsi

au battement entre le mode TE et le mode TM dans le guide à CP, qui ont des dispersions extrêmement proches dans la gamme de longueur d'onde étudiée (cf. les lignes quasi-parallèles de la figure 4.7(e)). En effet, si on considère le profil d'intensité associé à deux modes susceptibles de se propager dans le guide, on a $I \propto |E_1 + E_2|^2$ où $E_i = A_i \exp(-ik_{ix}x) + c.c.$ est le champ électrique complexe associé à chacun des modes de vecteur d'onde k_{ix} dans la direction du guide. I présente ainsi quatre composantes fréquentielles : une associée à la fréquence $2k_{1x}$, une à la fréquence $2k_{2x}$ et deux autres aux fréquences $k_{1x} + k_{2x}$ et $k_{1x} - k_{2x}$ qui résultent du battement entre les deux modes de champ électrique E_1 et E_2 . Sur la figure 4.5(c) les raies à $k_{1x} + k_{2x}$, qui devraient apparaître entre $0.23 \times \pi/a$ à $u = 0.315$ et $0.06 \times \pi/a$ à $u = 0.333$, ne sont pas clairement identifiables, car le battement a lieu préférentiellement entre les deux modes excités co-propagatifs (avec $v_g > 0$), i.e. avec les vecteurs d'ondes mesurés sur la figure 4.7(e). Cette comparaison souligne encore une fois les avantages notables offerts par le montage d'optique de Fourier pour identifier et estimer sans ambiguïté la dispersion d'un mode par rapport au simple calcul numérique de transformée de Fourier d'images infrarouges du guide. En effet chaque mode est individuellement séparé dans le plan de Fourier en utilisant le montage d'optique de Fourier, tandis que la transformée de Fourier de l'intensité fait apparaître des fréquences spatiales supplémentaires qui correspondent aux interférences entre les différents modes et rendent les résultats plus difficiles à interpréter.

Enfin, sur les figures 4.9(b) et 4.9(c) on compare les résultats obtenus en TE sur la figure 4.9(a) à la relation de dispersion des modes TE et TM calculée par FDTD sur la figure 4.4. On ne retrouve pas une correspondance exacte entre le mode TE fondamental ou le mode TM mesuré et celui calculé. La relation de dispersion mesurée expérimentalement ressemble néanmoins à la relation calculée par FDTD mais translatée en k_x (de $\approx 0.21 \times 2\pi/a$) comme représenté par la flèche sur la figure 4.9(b). En particulier, l'indice de groupe du mode estimé depuis les mesures et depuis les simulations FDTD sont similaires, que ce soit pour le mode TE et pour le mode TM. Dans le cas du mode TE, l'indice de groupe estimé depuis les résultats expérimentaux est de 3.3 contre 4 calculé par FDTD. Le fait que la relation de dispersion mesurée expérimentalement soit décalée en k_x par rapport à la relation

calculée par FDTD pourrait être dû à des défauts de fabrication qui modifient la périodicité du motif périodique du CP (e.g. en introduisant une deuxième périodicité plus grande et superposée au motif périodique principal). Cela pourrait causer un repliement des bandes, de manière similaire au cas d'une double périodicité discuté dans le Chapitre 2. De plus, l'encapsulation du guide par la silice empêche d'obtenir des images fiables au microscope électronique qui permettraient de mesurer de manière plus précise les paramètres (rayon des trous et période) du CP fabriqué.

Le travail présenté dans cette section correspond à la première caractérisation de guides à CP en a-Si :H. Compte tenu des paramètres du CP, le mode guidé autour de $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ se trouve au dessus de la ligne de lumière (donc avec des pertes intrinsèques) et dans un régime rapide. De plus, la longueur de guide maximum disponible étant seulement de $160 \mu\text{m}$, il a été impossible de caractériser la réponse optique nonlinéaire de ces structures. La prochaine section est ainsi consacrée à la conception de guides à CP sur cette plate-forme présentant des modes guidés sous la ligne de lumière, en régime de vitesse de propagation faible et avec une dispersion faible. Ces guides sont spécifiquement désignés pour exalter la réponse optique nonlinéaire γ , comme décrit dans la section 2.3.3, et on étudie numériquement une application potentielle, qui est la génération de solitons.

4.2 Guides à cristaux photoniques à mode lent et dispersion ingénierée

Dans cette section, on décrit la conception de guides à CP en a-Si :H en régime de lumière lente. Comme rappelé au début de ce chapitre, le a-Si :H est utilisé ici au lieu du c-Si car ce matériau a un FOM nonlinéaire plus élevé à la longueur d'onde d'intérêt de $1.55 \mu\text{m}$ (voir le chapitre 3 [74]). L'utilisation du a-Si :H devrait ainsi permettre de bénéficier de l'exaltation de la réponse nonlinéaire en régime de lumière lente sans être fortement pénalisé par l'augmentation simultanée du TPA comme c'était le cas avec le c-Si [129].

4.2.1 Conception

Pour ingénierer la dispersion des guides à CP avec un mode lent, la position des deux premières rangées de trous est décalée latéralement [116, 129]. Sur la figure 4.10, le déplacement de ces rangées est associé aux paramètres s_1 et s_2 . Des valeurs positives de ces paramètres correspondent aux sens de déplacement représentés par la direction des flèches indiquées sur cette figure.

Les guides à CP étudiés sont obtenus à partir d'un motif triangulaire de trous avec une période, a , de 389 nm et un rayon des trous de $0.285a$ et en omettant une rangée de trous dans la direction ΓK . La structure du CP est sur une membrane de a-Si :H de 220 nm d'épaisseur enterrée dans la silice pour améliorer la stabilité thermique et mécanique du composant [86]. De plus, comme mentionné dans la section 3.1.5, cette encapsulation pourrait contribuer à rendre la réponse optique nonlinéaire du a-Si :H plus stable. L'inconvénient majeur de ces structures est que la ligne de lumière dans le diagramme de dispersion (i.e. $k = \omega n_{SiO_2}/c$) se situe à des fréquences plus basses que dans le cas d'une membrane suspendue dans l'air. Cela réduit la largeur de bande disponible sous la ligne de lumière qui est, en principe, associée à une région à faible pertes (théoriquement nulles) pour un mode guidé. Cet aspect rend légèrement plus difficile l'ingénierie de modes dans ces guides à CP.

Les propriétés communes souhaitées pour le mode ingénieré dans les guides à CP que nous avons conçus sont les suivantes :

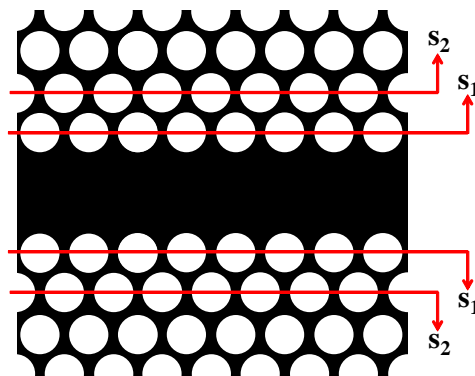


Figure 4.10 – Représentation d'un guide CP ingénieré en dispersion avec des valeurs de paramètres s_1 et s_2 positifs représentés.

1. longueur d'onde d'opération autour de la bande C vers 1550 nm ;
2. un haut indice de groupe (n_g autour de 20, 30 et 40) sur une bande large. Pour cela, le facteur de mérite utilisé est le produit indice de groupe – largeur de bande, i.e. $\text{GBP} = n_g \Delta\omega / \omega$;
3. une dispersion faible et légèrement anormale ($\beta_2 \leq 0$), car cela est nécessaire pour l'exaltation des phénomènes optiques nonlinéaires (voir section 1.2.3).

Plus spécifiquement, l'objectif de cette phase de conception est d'obtenir deux types de guides avec des propriétés et pour des applications légèrement différentes. Les premiers guides visés doivent présenter un indice de groupe moyen, \bar{n}_g , jusqu'à 40, pour renforcer les effets nonlinéaires mais avec un \bar{n}_g permettant de limiter l'augmentation des pertes par propagation en régime de lumière lente. Le deuxième type de guides visés doit présenter un indice de groupe modeste, autour de 20, et une dispersion anormale presque constante dans la bande de lumière lente, pour des applications de compression d'impulsion par génération de solitons (cf. section 4.2.2). Pour atteindre ces deux objectifs, on conduit une étude paramétrique de la dispersion du mode lent ingénieré en fonction des paramètres s_1 et s_2 . Pour calculer le diagramme de dispersion de chaque structure, on utilise la méthode PWE dans un domaine 3D (voir l'annexe A.1). La figure 4.11(a) montre le résultat de ces simulations en termes de GBP calculé pour chaque structure en fonction des paramètres s_1 et s_2 , avec les contours à indice de groupe constant.

On conduit également des simulations FDTD en 3D pour corroborer les résultats obtenus. La FDTD est utilisée dans ce cas car on peut adopter des conditions aux limites absorbantes (PML), ce qui n'est pas possible avec la méthode PWE (voir l'annexe A.2). En principe, cela permet une meilleure précision dans le calcul de la dispersion des modes à des fréquences proches de la ligne de lumière. Cependant, en augmentant la dimension du domaine de simulation utilisé avec la PWE, on obtient un bon accord entre les résultats FDTD et PWE même lorsqu'on est proche de la ligne de lumière (voir figure A.2 dans l'annexe A.2). Sur la figure 4.11(a) on identifie des guides qui correspondent aux différents cahiers des charges, i.e. avec un \bar{n}_g visé de 20, 30 et 40, et faible dispersion d'une part et un régime de dispersion faiblement

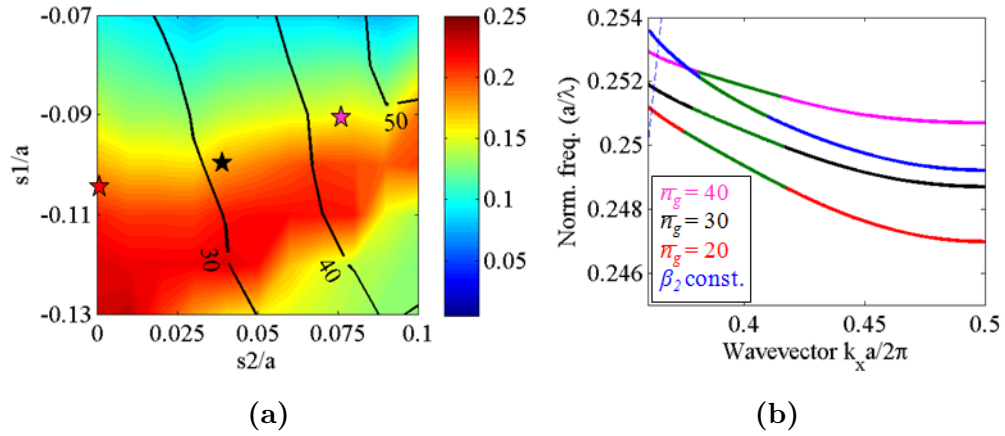


Figure 4.11 – (a) GBP en fonction des paramètres s_1 et s_2 . Les lignes d’indice de groupe constant (et égaux à 30, 40 et 50) sont indiquées par les contours noirs. (b) Dispersion des modes lents avec un indice de groupe moyen, \bar{n}_g , entre 20 et 40 et en régime de dispersion anormale. La bande du mode lent (i.e. $\Delta n_g = \pm 10\%$) est surlignée en vert et la ligne de lumière est représentée par la ligne pointillée. Pour $\bar{n}_g = 20$ $s_1 = -0.105a$ et $s_2 = 0a$, pour $\bar{n}_g = 30$ $s_1 = -0.1a$ et $s_2 = 0.04a$, pour $\bar{n}_g = 40$ $s_1 = -0.09a$ et $s_2 = 0.08a$ et pour β_2 const. $s_1 = -0.04a$ et $s_2 = -0.01a$. La période a de chaque guide est indiquée sur le tableau 4.1. Les paramètres des premiers trois guides sont marqués par des étoiles sur (a). Le guide avec β_2 const. est en dehors de l’intervalle des paramètres montré en (a).

Table 4.1 – Paramètres des guides à CP à régime de mode lent sélectionnés dans la phase de conception. La période est légèrement variée pour chaque design de façon à centrer la bande du régime de lumière lente autour de la longueur d’onde de $1.55 \mu\text{m}$.

\bar{n}_g	20	30	40	20 (β_2 const.)
Période a (nm)	387	388	390	388
s_1/a	-0.105	-0.100	-0.090	-0.040
s_2/a	0	0.040	0.080	-0.010

anormale et constant sur une large bande, d’autre part. Les paramètres géométriques des guides sélectionnés dans cette phase de conception sont résumés dans le tableau 4.1. La dispersion de ces guides en régime de lumière lente est calculée par FDTD en 3D et montrée sur la figure 4.11(b).

Les guides sélectionnés sur la figure 4.11(b) ne correspondent pas aux guides

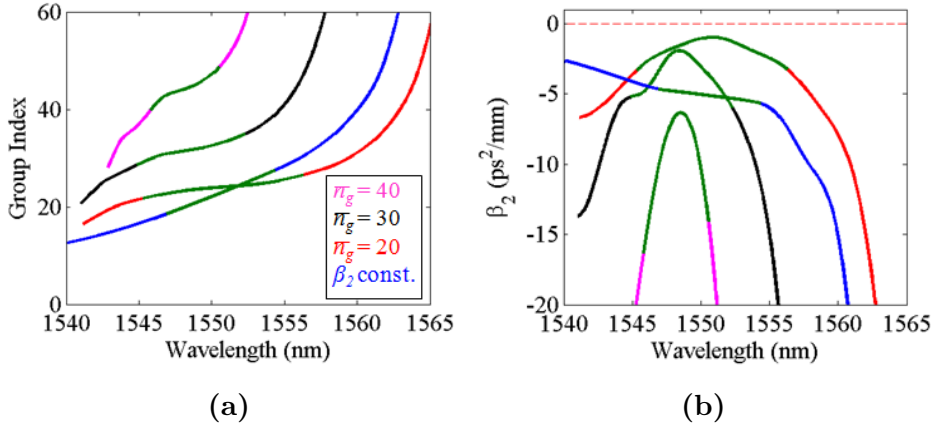


Figure 4.12 – (a) Indice de groupe et (b) dispersion de la vitesse de groupe en fonction de la longueur d’onde pour les modes de la figure 4.11(b). La bande du mode lent est surlignée en vert.

de la figure 4.11(a) pour lesquels le GBP est maximum pour l’indice de groupe du mode visé. En effet les guides possédant le GBP maximum ne sont pas retenus car, bien que l’indice de groupe varie peu sur une bande plus large, le mode lent associé ne possède pas un régime de dispersion anormale sur toute la bande. Les figures 4.12(a) et 4.12(b) montrent, pour les 4 guides sélectionnés, l’indice de groupe et la dispersion de la vitesse de groupe calculés pour la région du mode au-dessous de la ligne de lumière. En particulier, tous les modes retenus sont en régime de dispersion modéré et anormal sur la bande de lumière lente qui nous intéresse. Par exemple, la longueur de dispersion pour une impulsion à amplitude gaussienne et une durée temporelle FWHM de 1.8 ps est supérieure à 1 mm au centre de la bande du mode lent avec $\bar{n}_g = 20$. Pour la même impulsion, la longueur de dispersion est de 0.5 mm pour le guide avec $\bar{n}_g = 30$, 0.18 mm pour le guide avec $\bar{n}_g = 40$ et 0.24 mm pour le guide avec $\bar{n}_g = 20$ et β_2 constant.

Pertes par propagation

Pour obtenir une première estimation numérique des pertes par propagation des modes lents ingénierés ci-dessus, on utilise le code développé par O’Faolain et al. après l’avoir adapté pour fonctionner avec nos structures [126]. La distribution

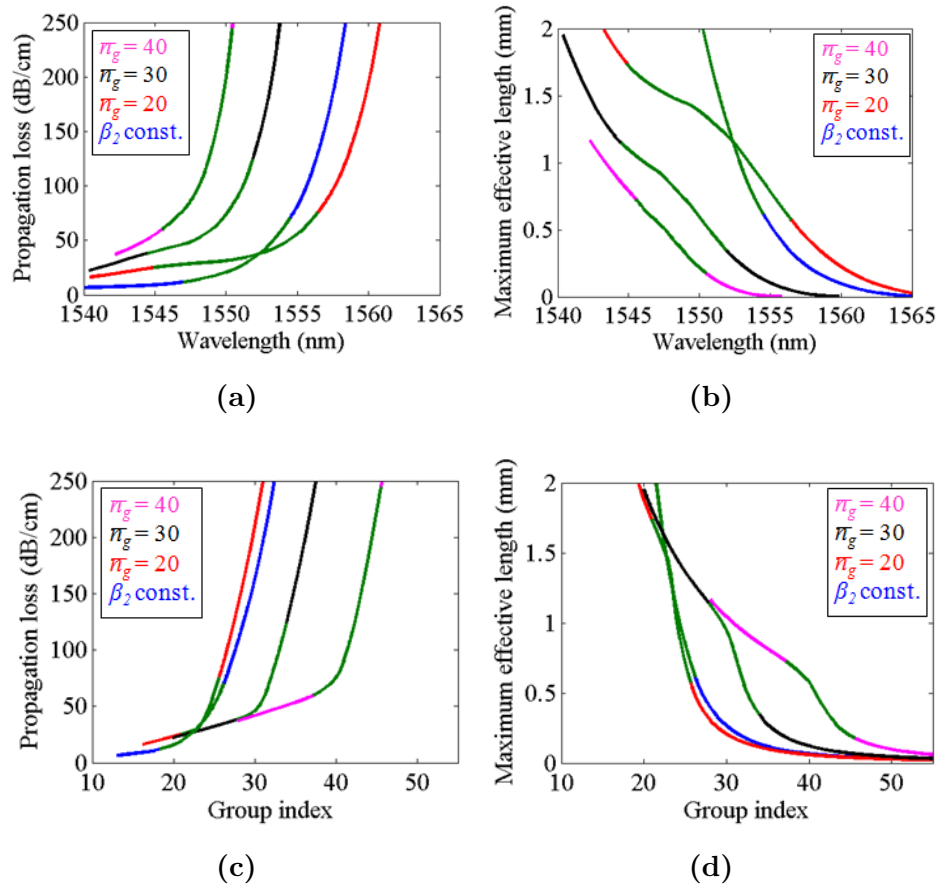


Figure 4.13 – Calcul de pertes par propagation et longueur effective maximale L_{eff}^{max} en fonction de la longueur d’onde (a-b) et en fonction de l’indice de groupe (c-d) des guides à CP ingénierés en régime de lumière lente.

spatiale des modes est calculée avec la méthode PWE en 3D et les paramètres ψ et ρ , associés aux dépendances en n_g et n_g^2 dans l’équation des pertes (2.26) du chapitre 2 [126], sont évalués. Les paramètres technologique c_1 et c_2 utilisés sont les mêmes que en [126]. Les résultats des calculs sont montrés sur la figure 4.13.

Au centre de la bande des modes lents à faible dispersion, les pertes augmentent avec l’indice de groupe moyen \bar{n}_g et ils vont de 32 dB/cm pour $\bar{n}_g = 20$ à 97 dB/cm pour $\bar{n}_g = 40$. Ces valeurs sont comparables à celles qui ont été mesurées pour des guides à CP en c-Si avec un indice de groupe similaire [48,126]. D’ailleurs, ces valeurs de pertes estimées numériquement sont plus faibles que celles mesurées pour le mode lent des guides à CP en c-Si où l’ingénierie de dispersion utilise une modification du rayon des trous adjacents au guide CP (e.g. 45 dB/cm pour $\bar{n}_g = 17$ et 200 dB/cm

pour $\bar{n}_g = 34$) [118]. Les valeurs des coefficients de pertes par propagation nous permettent ainsi d'estimer la longueur effective maximale L_{eff}^{max} pour chaque guide. Les résultats des calculs reportés sur les figures 4.13(b) et 4.13(d) montrent que par exemple, au centre de la bande du mode lent, pour le guide avec $\bar{n}_g = 40$, $L_{eff}^{max} \approx 0.5$ mm. D'après ces résultats on peut estimer que la longueur physique des guides pour atteindre (à 10% près) L_{eff}^{max} est autour 1 mm pour le guide avec $\bar{n}_g = 40$, 1.6 mm pour le guide avec $\bar{n}_g = 30$, 2.4 mm pour le guide avec $\bar{n}_g = 20$ et 4 mm pour le guide avec β_2 constant. Ces valeurs donnent les longueurs physiques maximum des guides utilisables expérimentalement. Sur la figure 4.13(a), on peut remarquer que les pertes augmentent très fortement avec la longueur d'onde. Cela est dû à l'augmentation de l'indice de groupe du mode près du bord de la première zone de Brillouin à $k = 0.5 \times 2\pi/a$ (comparer avec la figure 4.12(a)) et à l'augmentation associée des pertes par rétrodiffusion, qui augmente en n_g^2 [126]. La figure 4.13(c) montre les pertes par propagation du mode lent calculées en fonction de l'indice de groupe pour les quatre guides lents à CP ingénierés. On peut remarquer que, pour le même indice de groupe, les pertes diminuent pour les modes avec un \bar{n}_g plus élevé. Cela est dû à la méthode utilisée pour ingénierer la dispersion des guides où le mode lent est obtenu en modifiant l'interaction entre différents modes à l'intérieur de la première zone de Brillouin (voir section 2.3.2). Cette méthode permet en effet d'augmenter, pour les différents designs, l'indice de groupe du mode à des valeurs de vecteur d'onde quasiment identiques ($\sim 0.4 \times 2\pi/a$, cf figure 4.11(b)). Or, pour un indice de groupe donné, les pertes varient fortement avec le vecteur d'onde du mode. La figure 4.14(a) montre les paramètres de pertes ψ et ρ calculés pour les guides à CP désignés dans cette section en fonction du vecteur d'onde des différents modes guidés. On observe que ces deux paramètres varient assez peu entre les différents designs de guides CP, pour un vecteur d'onde donné. Par contre, même si ψ reste presque constant, ρ augmente très rapidement avec le vecteur d'onde k_x . Cela est dû au fait que l'amplitude du champ électrique du mode sur les parois des premières rangées de trous, qui conditionne fortement la valeur de ρ (cf. equations 2.27 et 2.28), est de plus en plus importante lorsque le vecteur d'onde se rapproche du bord de la 1ère zone de Brillouin, comme illustré sur la figure 4.14(b) pour l'exemple du guide lent

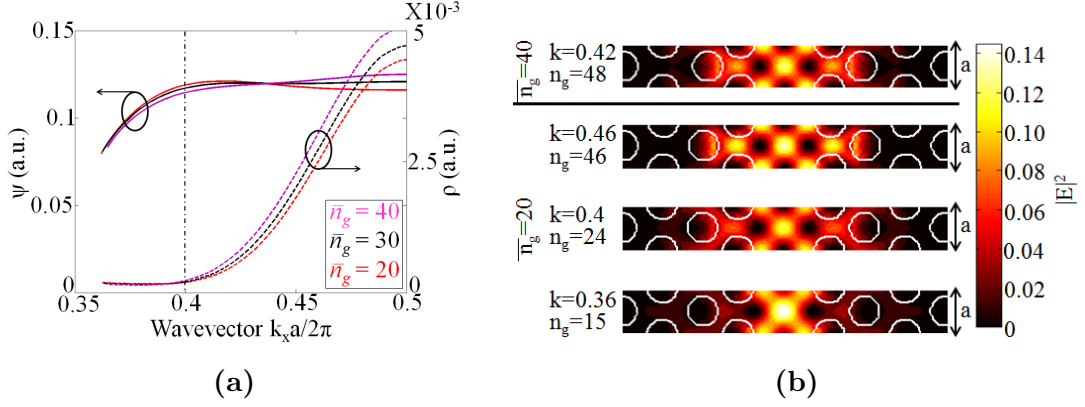


Figure 4.14 – (a) Facteurs ψ (lignes continues) et ρ (lignes pointillées) en fonction du vecteur d’onde du mode lent ingénieré selon l’axe du guide. Les lignes rouges sont obtenues pour $\bar{n}_g = 20$, $s_1 = -0.105a$ et $s_2 = 0a$, les lignes noires pour $\bar{n}_g = 30$, $s_1 = -0.1a$ et $s_2 = 0.04a$ et les lignes violettes pour $\bar{n}_g = 40$, $s_1 = -0.09a$ et $s_2 = 0.08a$. (b) Profil de $|E|^2$ à différentes valeurs du vecteur d’onde selon l’axe du guide calculé par PWE en 3D pour le mode dans le guide avec $\bar{n}_g = 20$ et $\bar{n}_g = 40$.

à CP de $\bar{n}_g = 20$. Par contre, si on compare la distribution du champ dans les guides avec $\bar{n}_g = 20$ et $\bar{n}_g = 40$ pour à peu près le même indice de groupe (mais des vecteurs d’onde différents, cf la figure 4.14(b)), on remarque que, sur les parois des premières rangées de trous, l’amplitude du champ pour $\bar{n}_g = 40$ est inférieure à celle du champ pour $\bar{n}_g = 20$. De plus, on peut remarquer la similarité entre le profil du champ pour $\bar{n}_g = 40$ à $k = 0.42 \times 2\pi/a$ et celui du champ pour $\bar{n}_g = 20$ à $k = 0.4 \times 2\pi/a$. Ceci donne en effet un facteur ρ similaire pour les deux modes, comme observé sur la figure 4.14(a). La technique de design utilisée, qui change l’indice de groupe moyen à vecteur d’onde constant, permet ainsi d’augmenter l’indice de groupe du mode en tempérant l’augmentation des pertes exponentielles liée à l’augmentation du facteur ρ en proximité du bord de la zone de Brillouin.

Estimation des paramètres nonlinéaires

Enfin, les paramètres utiles pour caractériser la réponse nonlinéaire des guides (γ , A_{eff} et n_{2eff}) sont estimés à partir de la distribution spatiale du mode calculée par PWE en 3D. On calcule l’aire effective du mode et l’indice n_{2eff} en appli-

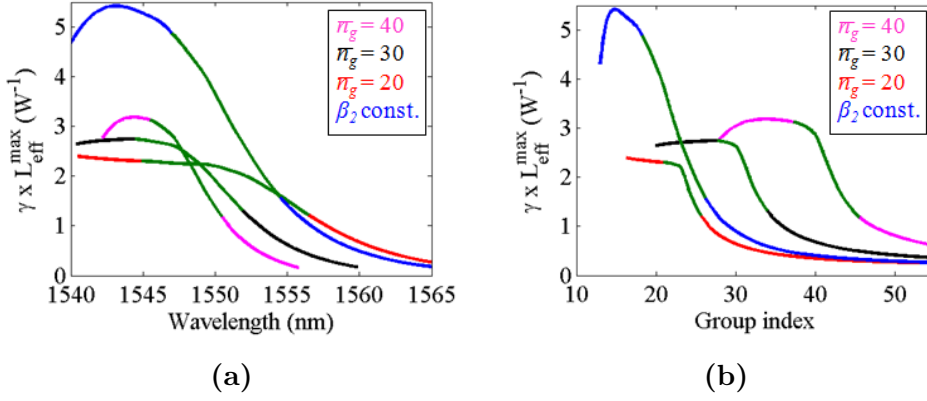


Figure 4.15 – Calcul du produit $\gamma \times L_{eff}^{max}$ en fonction de la longueur d'onde (a) et en fonction de l'indice de groupe (b) des guides à CP ingénierés en régime de lumière lente.

quant les définitions données dans les équations (2.17) et (2.24) dans le chapitre 2. Ces paramètres fournissent une première évaluation (surestimée) du paramètre nonlinéaire, γ , pour le mode lent en appliquant l'équation (2.25). La valeur de n_2 utilisée pour le a-Si :H est celle mesurée expérimentalement dans la section 3.1.3, i.e. $n_2 = 1.19 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ [74]. Pour les guides lents ingénierés du tableau 4.1, la valeur du paramètre nonlinéaire γ varie entre 1620 /W/m pour $\bar{n}_g = 20$ et 5300 /W/m pour $\bar{n}_g = 40$. Ces valeurs sont supérieures à celles publiées pour les mêmes indices de groupe de guides similaires mais fabriqués en c-Si [48] car le n_2 du a-Si :H est deux fois plus élevé. Un récapitulatif des paramètres des guides à CP lents ingénierés est présenté dans le tableau (4.2).

Sur la figure 4.15, on calcule le produit $\gamma \times L_{eff}^{max}$, en utilisant les paramètres estimés dans ces deux sections, pour évaluer l'intensité de la réponse optique nonlinéaire des guides conçus. En comparant les guides avec \bar{n}_g entre 20 et 40 sur la figure 4.15(b), on peut remarquer que l'augmentation des pertes escomptées avec l'augmentation de n_g est compensée par l'augmentation du γ . En effet, α augmente d'un facteur 3 entre $\bar{n}_g = 20$ et $\bar{n}_g = 40$ alors que l'augmentation de γ est légèrement supérieure. Le produit $\gamma \times L_{eff}^{max}$ augmente cependant de plus en plus lentement avec \bar{n}_g , ce qui justifie que l'on s'est limité, dans notre étude, à un \bar{n}_g de 40. De plus, on peut remarquer que le produit $\gamma \times L_{eff}^{max}$ dans la structure à β_2 constant est supérieur aux valeurs associées aux autres guides. Cela est lié à une réduction de α et de A_{eff}

Table 4.2 – Paramètres linéaires et nonlinéaires des guides à CP en régime de mode lent ingénieré sur la plate-forme a-Si :H/SiO₂ calculés au centre de la bande du mode lent de largeur $\Delta\lambda$. Les paramètres géométriques correspondants sont indiqués dans le tableau 4.1.

\bar{n}_g	20	20 (β_2 const.)	30	40
$\Delta\lambda$ (nm)	12.2	7.7	8.9	5.1
α (dB/cm)	32	22	53	97
L_{eff}^{max} (mm)	1.36	1.97	0.82	0.45
β_2 (ps ² /mm)	-0.91	-4.88	-2.38	-6.34
γ (1/Wm)	1620	2050	2950	5300
A_{eff} (μm^2)	0.545	0.52	0.524	0.51
n_{2eff}	0.8484	0.83	0.8465	0.823
$\gamma \times L_{eff}^{max}$ (W ⁻¹)	2.2	4.05	2.42	2.37

en comparaison de l'autre guide avec $\bar{n}_g = 20$. Les paramètres s_1 et s_2 pour ce guide étant inférieurs à ceux utilisés pour les autres guides, on peut supposer que d'une part, l'amplitude du mode sur les parois des premières rangées de trous du CP est moins importante et, d'autre part, que le mode s'étend moins profondément dans les barrières à CP.

4.2.2 Application : solitons temporels sur puce

Une application possible des guides désignés et présentés dans ce chapitre pourrait être la propagation de solitons temporels pour la réalisation d'un compresseur d'impulsions intégré sur plate-forme SOI. Ces composants particuliers sont intéressantes car ils permettent de modifier et contrôler les propriétés temporelles d'une impulsion avec un système tout optique [17, 131]. Dans le cas idéal d'un guide sans pertes, les solitons fondamentaux sont des impulsions, solution de la NLSE, qui se propagent sans distorsion. Ceci est possible grâce à l'interaction des déphasages causés par la dispersion de la vitesse de groupe anormale ($\beta_2 < 0$) et de l'auto mo-

dulation de phase (SPM) [17]. L'ordre du soliton N_s pour une impulsion de durée $1/e$ égale à T_0 et avec une puissance pic P_p est défini comme [17]

$$N_s^2 = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \times P_p \gamma = L_D/L_{NL}. \quad (4.3)$$

Un soliton fondamental est excité pour $N_s = 1$. A titre d'illustration, le résultat d'une simulation associée à la propagation d'un soliton fondamental dans un guide nonlinéaire sans perte et avec $L_D = L_{NL} = 2$ mm est montré sur la figure 4.16(a). On note effectivement que l'impulsion se propage sans changements temporels (ni spectraux) le long du guide.

Si la puissance pic de l'impulsion augmente, N_s peut excéder 1 et l'évolution temporelle et spectrale de l'impulsion dans le guide deviennent de plus en plus complexes car les effets nonlinéaires ne sont plus parfaitement compensés par la dispersion. Par exemple, l'évolution temporelle associée à la propagation d'un soliton d'ordre 2 simulée par SSFM est montrée sur la figure 4.16(b). Pour les solitons d'ordre élevé, l'impulsion initiale est reformée périodiquement dans le guide (sans pertes) à chaque période spatiale du soliton qui est définie comme $z_d = \pi T_0^2/2|\beta_2|$ [17]. Pour tous les solitons d'ordre élevé, après une certaine distance de propagation dans le guide, qui varie avec N_s , l'impulsion est comprimée temporellement. Le facteur de compression augmente avec l'ordre du soliton et elle apparaît de plus en

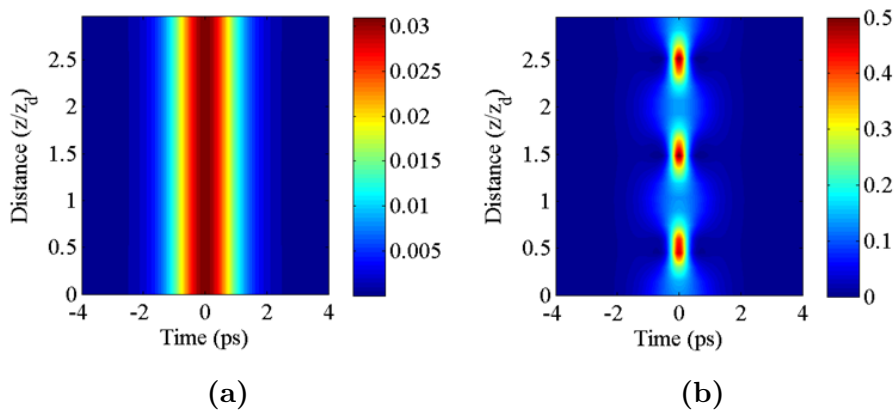


Figure 4.16 – Résultat de simulation (par SSFM) de la propagation d'une impulsion de 1.8 ps avec (a) $N_s = 1$ et (b) $N_s = 2$ dans un guide nonlinéaire sans pertes. La période du soliton est $z_d = T_0^2/2|\beta_2|$.

plus tôt dans le guide [171].

Les solitons ont été observés expérimentalement dans des fibres mono-modes en silice depuis le début des années 80 [171]. Cependant, la longueur de la fibre nécessaire pour observer ces phénomènes est de plusieurs dizaines, voir centaines, de mètres à cause du γ faible et du faible contrôle de la dispersion de la vitesse de groupe dans ces structures guidantes [171, 172]. Notons toutefois que les faibles pertes par propagation dans les fibres permettent d’observer des solitons sur des distances élevées. Dans les structures d’optique intégrée, par exemple sur SOI, d’une part on a un plus grand degré de liberté dans le contrôle de β_2 et d’autre part γ peut être augmenté d’un facteur 10^4 par rapport à celui des fibres mono-modes en silice (voir le tableau 2.5). Néanmoins, à cause de la forte absorption nonlinéaire dans le Si, la communauté scientifique a longtemps pensé qu’il était impossible d’observer des solitons sur SOI à la longueur d’onde de $1.55 \mu\text{m}$. En effet, les pertes par propagation interdisent d’observer des solitons au sens strict de la définition. Ce qu’on peut obtenir au mieux en utilisant la plate-forme SOI, c’est plutôt une impulsion qui se propage dans un guide sans “trop” de distorsion dans le domaine temporel et spectral, et que l’on assimile communément à un soliton, en relaxant légèrement les conditions imposées par la définition initiale. Un “soliton” peut être dans ce cas obtenu en injectant dans le guide une impulsion avec un N_s légèrement supérieur à 1 (pour le soliton fondamental), c’est-à-dire avec une puissance en excès par rapport à celle donnée par l’équation (4.3) pour compenser les pertes dans le guide. Cette impulsion est définie comme un soliton moyenné sur la longueur de propagation (path average soliton) [173]. En 2007, la propagation de solitons fondamentaux a été observée en utilisant des nanoguides en silicium de seulement 5 mm de longueur [172]. Ce résultat a été obtenu en utilisant des impulsion de 120 fs et 0.52 pJ d’énergie ($N_s \approx 1.35$) dans un nanoguide à dispersion élevée et anormale associée à un γ élevé.

Les guides à CPs en régime de lumière lente présentent un fort potentiel pour ce type d’application. En particulier, les CPs offrent un plus grand degré de liberté concernant l’ingénierie de la dispersion et le régime de lumière lente exalte le paramètre γ , comme décrit dans la section 2.3.3, qui peut devenir supérieur à

celui obtenu dans des nanoguides (voir le tableau 2.5). Ces deux aspects, ingénierie de la dispersion et exaltation des phénomènes nonlinéaires par ralentissement de la lumière, ont récemment été exploités dans des guides à CPs pour démontrer expérimentalement la compression temporelle d’impulsions avec des solitons d’ordre élevé sur plate-forme GaInP [131] et c-Si [174]. L’avantage du GaInP sur le silicium est de ne pas souffrir de TPA à la longueur d’onde de $1.55 \mu\text{m}$ et de limiter également les phénomènes liés aux porteurs libres photogénérés. Ces effets interfèrent fortement avec la propagation de solitons et leur impact est augmenté dans le régime de lumière lente [174]. En particulier, il a été observé que la densité élevée de porteurs libres générés par TPA modifie profondément la propagation du soliton et limite la compression de l’impulsion accessible [174].

En utilisant le a-Si :H au lieu du c-Si, les effets liés au TPA et porteurs libres devraient être atténués en raison d’un facteur de mérite nonlinéaire plus important (voir la section 3.1.4). De plus, l’utilisation de guides encapsulés plutôt que de membranes suspendues, comme dans les deux cas précités (GaInP ou c-Si) devrait limiter l’échauffement des structures et leur stabilité thermique, en régime nonlinéaire, améliorant les performances obtenues. Pour estimer le potentiel de ces guides pour cette application, on utilise la méthode SSFM pour résoudre la NLSE donnée par l’équation (1.30) et simuler l’évolution temporelle et spectrale de l’impulsion dans le guide. On considère ici les structures ingénierées dans la section précédente avec un $\bar{n}_g \approx 20$ et un β_2 quasi constant (autour de $-4.46 \times 10^{-21} \text{ s}^2/\text{m}$) dans la bande de lumière lente. La longueur d’onde centrale de l’impulsion est choisie au minimum de β_3 qui se trouve à $\lambda_0 = 1550.2 \text{ nm}$. À cette longueur d’onde $n_g = 21$, $\alpha = 22 \text{ dB/cm}$, $\beta_2 = -4.46 \times 10^{-21} \text{ s}^2/\text{m}$, $\beta_3 = 2.052 \times 10^{-34} \text{ s}^3/\text{m}$ et $\beta_4 = -2.9 \times 10^{-47} \text{ s}^4/\text{m}$. Pour la partie réelle de γ , on utilise la valeur estimée par les calculs PWE ($Re(\gamma(\lambda_0)) = 1750 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$). La partie imaginaire de γ , associée au TPA, est déterminée en utilisant la relation $Im(\gamma) = Re(\gamma)/4\pi FOM$ où $FOM = 5.5$ est le FOM du a-Si :H étudié en section 3.1.4. On définit le facteur de compression χ_c comme le rapport entre la durée initiale de l’impulsion et la durée minimum de l’impulsion comprimée et le facteur de qualité de la compression Q_c comme le rapport entre la puissance pic de l’impulsion comprimée et celle de l’impulsion initiale divisé par le facteur de com-

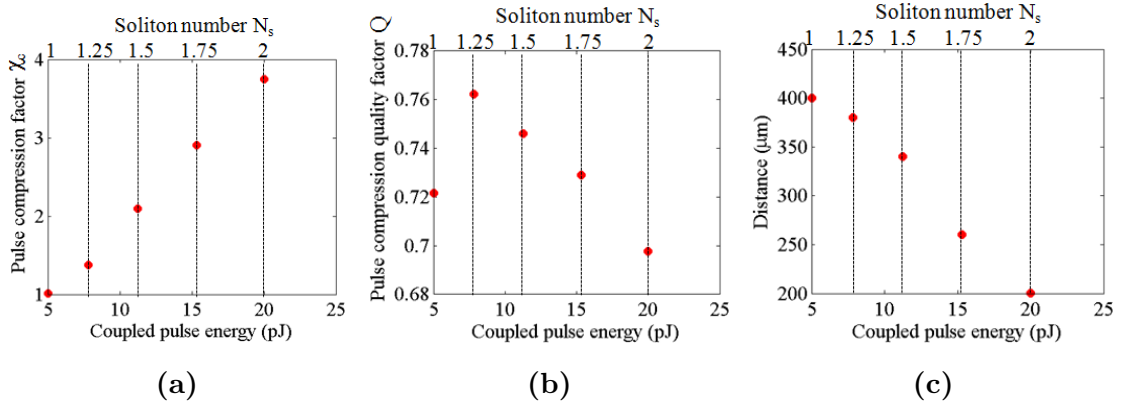


Figure 4.17 – (a) Facteur de compression, (b) facteur de qualité et (c) longueur de propagation nécessaire pour obtenir l’impulsion comprimée en fonction de l’énergie de l’impulsion couplée au guide. Le N_s pour chaque point est reporté sur le haut des graphes.

pression. Ce dernier paramètre représente le rapport entre l’énergie de l’impulsion comprimée et celle de l’impulsion au début du guide, si l’on suppose que les deux impulsions ont le même type de dépendance temporelle (e.g. à sécante hyperbolique dans le cas que nous analysons). La figure 4.17 représente les valeurs de χ_c et de Q_c associées au guide à CP ingénieré en fonction de l’énergie couplée d’une impulsion avec une amplitude à sécante hyperbolique de durée $T_0 = 1.8$ ps ($L_D = 0.23$ mm).

Sur la figure 4.17(a), on peut observer que des énergies d’impulsion plus importantes conduisent à un facteur de compression plus élevé. Cela est dû à l’excitation de régimes solitons d’ordre plus élevé. Dans le même temps, la figure 4.17(b) montre que le facteur de qualité de la compression diminue légèrement, à cause de l’augmentation des pertes non linéaires avec l’énergie de l’impulsion. La figure 4.17(c) indique la distance de propagation nécessaire dans le guide pour obtenir cette compression en fonction de l’énergie couplée de l’impulsion. Cette distance diminue avec l’énergie de l’impulsion, en cohérence avec les résultats de [171] et comme expliqué plus haut. Le facteur de compression le plus élevé ($\chi_c = 3.75$) est obtenu pour l’énergie maximale utilisée dans les calculs ($E_p = 20$ pJ, correspondant à une puissance pic couplée de 9.78 W) qui correspond à l’excitation d’un soliton d’ordre 2. Ces valeurs sont limitées par la présence des ordres de dispersion élevés (β_3 et β_4) mais surtout par les pertes, linéaires et non linéaires, qui interfèrent avec le régime soliton. Par exemple,

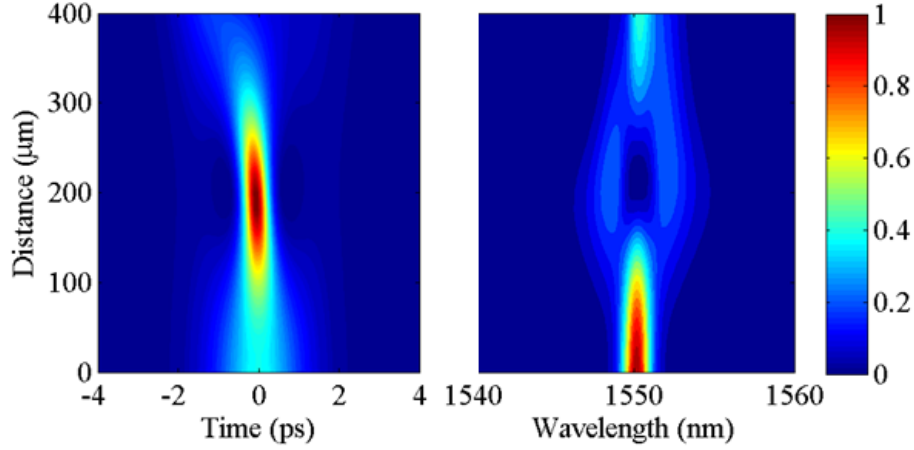


Figure 4.18 – Évolution temporelle et spectrale de l'intensité normalisée d'une impulsion avec $T_0 = 1.8$ ps et centrée à $\lambda_0 = 1550.17$ nm calculée pour une propagation le long d'un guide à CP en a :Si ingénieré avec $s_1 = -0.04a$ et $s_2 = -0.01a$ ($a = 388$ nm, $n_g = 21$, $\alpha = 22$ dB/cm et $\beta_2 = -4.46 \times 10^{-21}$ s²/m) et $N_s = 2$ (énergie couplée $E_p = 20$ pJ).

sans aucune perte (i.e. $\alpha = 0$ et $Im(\gamma) = 0$) on obtient $\chi_c = 4.5$. Si on considère seulement les pertes par propagation linéaires (i.e. α) χ_c baisse à 4.1. En considérant le TPA mais en négligeant les effets des porteurs libres χ_c diminue ultérieurement à 3.83. On observe que cette valeur est proche de celle obtenue en considérant toutes les pertes nonlinéaires (i.e. TPA et FCA) et donc on peut en déduire que les effets des porteurs libres sont limités.

Pour comprendre la dynamique de l'impulsion avec $E_p = 20$ pJ, on montre respectivement sur la figure 4.18 l'évolution temporelle et spectrale de l'impulsion, telles que calculées au cours de sa propagation dans le guide par SSFM.

Le spectre de l'impulsion s'élargit initialement jusqu'à former deux lobes caractéristiques du SPM à $z = 200$ μm . Puis le spectre est comprimé, retrouvant une forme proche de sa forme initiale après une distance de propagation d'une période de soliton égale à $z_d = 367$ μm . L'énergie de l'impulsion diminue à cause des pertes, linéaires et nonlinéaires, du guide (d'un facteur $1/Q_c \approx 1.4$). Dans le même temps, l'impulsion est initialement comprimée temporellement jusqu'à atteindre un maximum de compression à $z = 200$ μm , puis s'élargit à nouveau. La durée de l'impulsion incidente de 1.8 ps diminue jusqu'à 480 fs après 200 μm de propagation dans le guide et, en même temps, la puissance pic passe de 9.78 W à 25.6 W. L'évolution tempo-

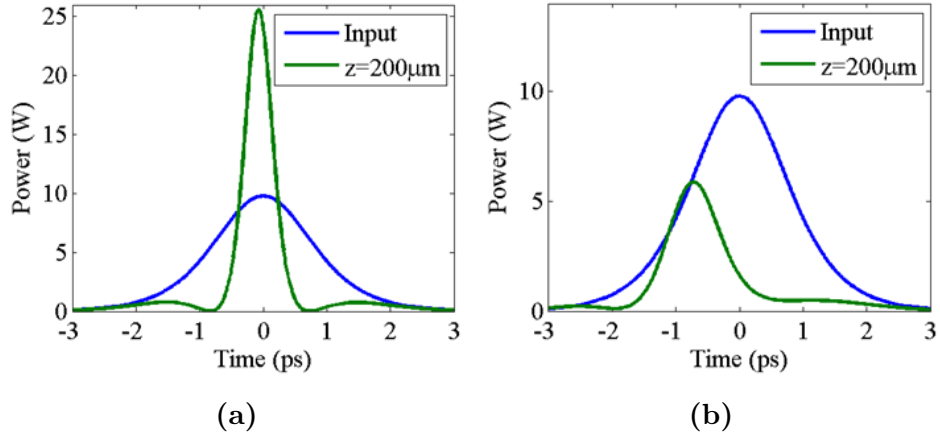


Figure 4.19 – Comparaison du profil temporel calculé de l’impulsion en entrée de guide et de l’impulsion comprimée après une distance de $200 \mu\text{m}$ le long du guide CP ingénieré en a-Si :H et pour une impulsion d’énergie 20 pJ . (a) dans un guide en a-Si :H ($FOM=5.5$) et (b) dans un guide en c-Si ($FOM=0.4$).

relle de l’impulsion montrée sur la figure 4.18, ne montre pas de forte accélération ni de déformation notable de l’impulsion. De même, sur la figure 4.19(a), qui compare l’impulsion comprimée et l’impulsion initiale dans le domaine temporel, on observe que l’impulsion comprimée reste bien symétrique et presque centrée à $t = 0 \text{ ps}$. Ces observations indiquent que les effets des porteurs libres restent faibles et tempérés par rapport au cas des structures analogues en c-Si [174]. En effet la densité maximum de porteurs libres générée par TPA dans notre cas est calculée et égale à $\approx 6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, i.e. presque un ordre de grandeur inférieur à [174], reflétant, encore une fois, le FOM plus élevé du a-Si :H par rapport à celui du c-Si.

Sur le tableau 4.3, on compare ces résultats numériques aux démonstrations expérimentales récentes de ces phénomènes obtenus dans des guides à CP sur c-Si et GaInP. Par rapport aux résultats de [174], obtenus sur c-Si, on observe que la structure présentée ici permet en théorie d’atteindre un facteur de compression supérieur de 60%. On devrait ainsi pouvoir atteindre un régime d’impulsion comprimée en dessous de 500 fs , alors que l’impulsion comprimée reste dans le régime picoseconde pour [174]. Par contre, l’énergie nécessaire pour obtenir cette compression est plus élevée, d’un facteur 2. Cela est dû principalement à l’utilisation d’une impulsion

plus longue dans [174], qui fait diminuer L_D , et nécessite une énergie moins importante pour avoir une longueur L_{NL} également moins élevée afin de générer le soliton. En utilisant une impulsion à amplitude gaussienne avec la même puissance pic et même durée que dans [174], on calcule un facteur de compression de 3.13 dans nos structures. Cette valeur reste plus élevée que dans [174], reflétant principalement les pertes linéaires plus faibles dans notre guide (22 dB/cm) que dans le guide utilisé en [174] (~ 70 dB/cm). Si on utilise le même coefficient de pertes α et la même impulsion qu'en [174], on obtient $\chi^c = 2$, très proche de [174], même si avec notre guide, ces conditions correspondent à l'excitation d'un soliton d'ordre inférieur ($N_s = 2.2$) par rapport à celui utilisé en [174] ($N_s = 3.1$). Le facteur de compression augmentant fortement pour des N_s petits [171], la petite différence en χ^c reflète les pertes nonlinéaires plus faibles dans le a-Si :H que dans le c-Si. Pour confirmer cette observation on répète les calculs avec notre guide et la même impulsion que celle utilisée pour obtenir le résultat de la figure 4.19(a) mais, cette fois ci, en utilisant le FOM du c-Si (i.e. 0.4 [25]). L'impulsion initiale et l'impulsion comprimée calculées sont montrées sur la figure 4.19(b). Dans ce cas $\chi^c = 1.91$ et $Q_c = 0.31$, permettant de quantifier l'effet néfaste des pertes nonlinéaires et l'avantage d'un plus haut FOM dans le a-Si :H. Enfin, dans le a-Si :H, la densité de porteurs libres plus faible générée par TPA cause moins de déformations et diminue fortement l'accélération subie par l'impulsion comprimée.

Si on compare nos résultats avec ceux obtenus expérimentalement dans des guides à CP en GaInP dans [131], on observe un meilleur facteur de compression dans ce dernier que dans les structures étudiées théoriquement dans cette section. Cette différence pourrait être principalement due à l'utilisation d'un soliton d'ordre plus élevé dans [131] ($N_s \approx 4$). Par contre, le facteur de qualité de l'impulsion comprimée est de 0.24, qui est bien inférieur à notre résultat. Cela peut être dû à une longueur de guide bien plus courte dans nos calculs que dans [131], conduisant à des pertes accumulées au cours de la propagation beaucoup plus faibles. En effet, la longueur du guide nécessaire pour observer la compression, L_c , dans nos calculs est fortement réduite (de 1.3 mm dans [131] à 200 μm dans notre guide). Cette distance dépend de la période du soliton [171] qui, dans nos guides analysés, est autour de 0.36 mm, et

pour les guides utilisés par [131] est au moins de 2.5 mm. Cette réduction est obtenue grâce à la diminution de la longueur de dispersion L_D dans notre cas, où l'on travaille avec une dispersion anormale plus forte. On a donc un léger avantage en termes de compacité essentiellement dû à la géométrie du guide. Bien entendu, comme souligné dans [131], à égalité des propriétés du guide et de l'impulsion considérée (i.e. α , n_g , L_D et L_{NL}), les performances (χ^c et Q_c) d'un guide en GaInP seront toujours supérieures à celle d'un guide en a-Si :H, à cause de l'absence de TPA dans le GaInP. Les porteurs libres sont générés par absorption à trois-photons dont l'impact est moins sévère aux mêmes niveaux d'énergie.

Les résultats présentés dans cette section sont obtenus grâce à l'ingénierie de dispersion de la vitesse de groupe et l'exaltation du γ en régime de lumière lente dans un guide à CP fait d'un matériau avec un fort facteur de mérite. Grâce à cela, la dispersion (β_2) peut être plus fortement anormale sans avoir à augmenter de manière excessive la puissance pic nécessaire pour exciter les solitons. La conjonction de ces deux propriétés permet la réduction de la puissance nécessaire pour observer

Table 4.3 – Paramètres des guides à CPs utilisés pour démontrer expérimentalement la propagation de solitons et comparés à notre étude numérique sur des guides à CP ingénierés en a-Si :H.

Materiau	GaInP [131]	c-Si [174]	a-Si :H
β_2 (ps ² /mm)	-1.1	-4.7	-4.46
n_g	8.3	28.5	21.4
γ (W ⁻¹ m ⁻¹)	920	1685	1750
T_{FWHM} (ps)	3.25	3.7	1.8
E_p (fJ)	22	9	20
L_c (mm)	1.3	0.396	0.2
α (dB/mm)	1	7	2.2
N_s	4	3.1	2
χ_c	5.8	2.31	3.75
Q_c	0.24	NA	0.7

ces phénomènes et la réduction des dimensions des structures guidantes associées. La réalisation de compresseurs temporels intégrés d'impulsions lumineuses constitue donc un bon exemple de la manière dont les applications des phénomènes optiques nonlinéaires peuvent bénéficier de guides à CPs compacts en régime de lumière lente et fabriqués dans un matériau à fort FOM comme le a-Si :H.

4.2.3 Fabrication des guides à CP ingénierés en silicium amorphe

Les guides à CP présentés dans cette section sont fabriqués au CEA-Leti, France à partir des designs présentés dans la section 4.2.1. Le wafer utilisé est constitué d'une couche de 1.95 μm de silice sur un substrat de c-Si. Initialement, une couche de 215 nm de a-Si :H est déposée sur la couche de silice avec un procédé PECVD à 350 °C. Après le dépôt d'un masque dur en silice, une lithographie à faisceau d'électrons et une gravure sèche sont utilisées pour le transfert du motif sur le a-Si :H. Cette technique de lithographie permet d'atteindre de meilleures résolutions nécessaires à la réalisation de motifs à CP plus petits et plus fins par rapport au guide à CP de la section 4.1.1. Une image au SEM d'un guide fabriqué est présenté sur la figure 4.20(a). Les quatre guides ingénierés présentés dans la section 4.2.1 ont été fabriqués avec différentes longueurs (50 μm , 100 μm , 200 μm et 300 μm) afin de pouvoir mesurer les pertes par propagation et en balayant la période (± 5 nm) pour compenser d'éventuelles erreurs de fabrication (e.g. l'épaisseur de la membrane de a-Si :H). Par exemple, les guides à CP mesurés dans la section 4.2.4 ont une période de 392 nm, un rayon de trous de 112 nm, $s_1 = -45$ nm et $s_2 = 0$. Pour coupler la lumière dans la puce, des tapers élargis au niveau de la facette sont utilisés comme pour les guides présentés en section 4.1.1. Pour limiter les phénomènes nonlinéaires dans les guides d'accès, des guides de 2.5 μm de large sont utilisés. Avant de coupler la lumière aux guides à CP, la largeur de ces nanoguides est réduite à 500 nm (sur 0.5 mm de long) pour être essentiellement mono-mode. Pour améliorer le couplage du mode réfractif fondamental du nanoguide au mode lent dans le guide à CP, les 10 premières périodes du CP sont augmentées de 35 nm dans la direction du guide

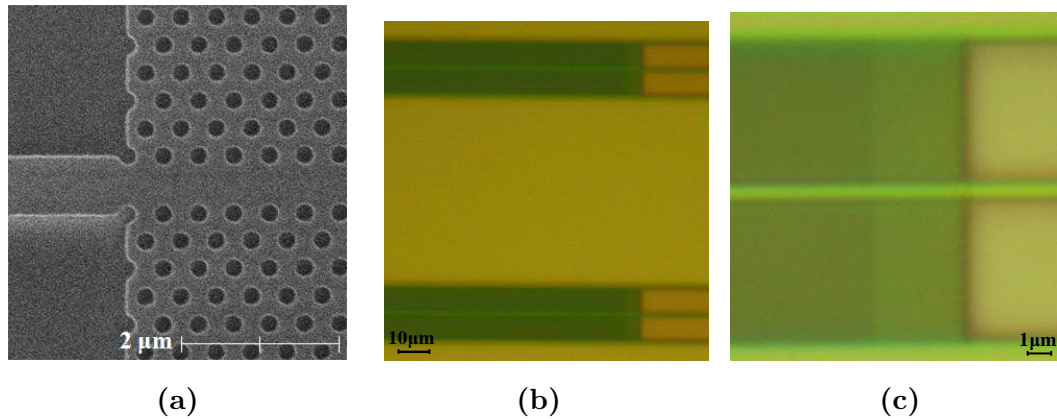


Figure 4.20 – (a) Image SEM d’un guide à CP avant encapsulation dans la silice. (b) Image au microscope optique de la partie terminale de deux guides à CP encapsulés ainsi que nanoguides d’accès. (c) Image au microscope optique avec un facteur de grossissement plus élevé mettant en évidence un guide à CP ingénierié (gauche), le coupleur à CP de période augmentée (centre) et le nanoguide d’accès (droite).

(cf section 2.3.4). Des images au microscope optique des guides avec le détail des guides d’accès sont montrées sur les figures 4.20(b) et 4.20(c).

Le banc expérimental d’optique guidée utilisé pour les caractérisations linéaires de ces guides est le même que celui présenté sur la figure 4.2 en section 4.1.1.

4.2.4 Résultats de caractérisation linéaire

Les premières mesures de transmission sur la puce fabriquée sont montrées sur la figure 4.21(a). Celles-ci sont d’abord conduites sur les deux nanoguides de référence, ayant une largeur de $2.5\ \mu\text{m}$ et de $0.5\ \mu\text{m}$, respectivement, et de longueur 1 cm en utilisant la source ASE polarisée en TE. Les pertes totales mesurées sont très élevées (autour de 32 dB fibre à fibre), même pour le guide de $2.5\ \mu\text{m}$. À droite des spectres de la figure 4.21(a), est présentée une image infrarouge de ce guide excité par la source ASE. On observe beaucoup de lumière diffusée depuis le guide, indiquant une forte rugosité des parois du guide qui pourrait expliquer les fortes pertes par propagation. Pour le nanoguide de $0.5\ \mu\text{m}$ de largeur, les pertes totales (fibre à fibre) augmentent jusqu’à 40 dB aux faibles longueurs d’onde et atteignent le même niveau que ce qui a été mesuré avec le guide de $2.5\ \mu\text{m}$ aux longueurs d’onde plus élevées.

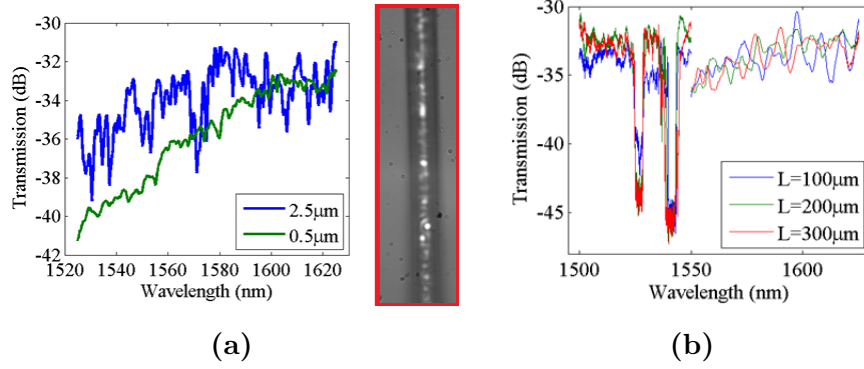


Figure 4.21 – (a) Spectre de transmission des deux nanoguides de référence de 1cm de long avec une largeur de 2.5 μm et 0.5 μm , et obtenus avec la source ASE (polarisation TE). À droite, l'image au microscope optique (NA=0.8) du guide de 2.5 μm sous excitation avec la source ASE en TE est montrée. (b) Spectres de transmission des guides à CP ($\bar{n}_g = 20$, $a = 392$ nm, $s_1 = -45$ nm et $s_2 = 0$ nm) de longueur 100 μm , 200 μm et 300 μm obtenus avec la source SLED (partie gauche) et ASE (partie droite). Tous ces spectres sont normalisés par rapport au spectre de la source utilisée en entrée de guide

Ces mesures indiquent que les pertes par propagation dans les guides réfractifs sont vraisemblablement dominées par la diffusion aux parois entre a-Si :H et SiO₂.

Nous avons ensuite effectué des mesures de transmission sur les guides à CP ingénierés, pour vérifier les paramètres de design. Les spectres transmis par des guides avec $\bar{n}_g = 20$ (période de 392 nm, $s_1 = -45$ nm et $s_2 = 0$ nm) et de longueur entre 100 μm et 300 μm sont présentés sur la figure 4.21(b). Ces spectres sont assez représentatifs des différentes structures à cristaux photoniques mesurées (quelque soit leur design et période). On remarque la présence significative de deux creux de transmission pour les intervalles de longueurs d'onde 1525 – 1529 nm et 1540 – 1544 nm. Les pertes totales restent à peu près constantes (autour de 32 – 35 dB) entre les deux creux de transmission pour les différentes longueurs de guide à CP mesurés, indiquant qu'elles sont dominées par les pertes des guides d'accès à rugosité élevée bien plus que par les pertes dans les guides à CP, plus courts. Cela nous empêche de mesurer avec fiabilité les pertes par propagation du guide à CP. Par contre, on note que les creux de transmission s'accroissent en augmentant la longueur du guide à CP, confirmant leur corrélation avec le guide à CP. Si on compare le spectre de transmis-

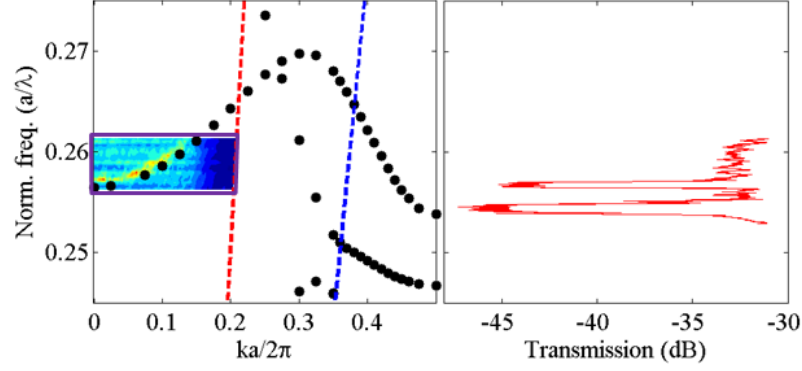


Figure 4.22 – À gauche, les résultats des calculs du diagramme de bande du guide à CP ($\bar{n}_g = 20$, $a = 392$ nm, $s_1 = -45$ nm et $s_2 = 0$ nm) par FDTD 3D (points noirs) sont superposés aux résultats des mesures dans le plan de Fourier. L’ouverture numérique de l’objectif utilisé (NA=0.8) et la ligne de lumière du SiO₂ sont indiquées par les lignes pointillées rouge et bleue, respectivement. À droite, la transmission du guide à CP de $L = 300$ μm mesurée est comparée au diagramme de bandes.

sion mesuré à la structure de bande calculée par FDTD en 3D sur la figure 4.22, on s’aperçoit que les deux creux correspondent aux fréquences de coupure du mode antisymétrique (en $k = 0$ et $k = 0.5(2\pi/a)$). Ces creux semblent ainsi révéler davantage les propriétés du mode antisymétrique et son couplage potentiel au mode fondamental (i.e. le mode symétrique) excité, plutôt que les caractéristiques recherchées du mode fondamental (symétrique) lent ingénieré sous la ligne de lumière.

Pour vérifier cette hypothèse on conduit des observations dans l’espace de Fourier, comme dans la section 4.1.2, avec un balayage en longueur d’onde entre 1500 nm et 1530 nm. Une sélection de ces mesures est montrée sur la figure 4.23. Jusqu’à $\lambda = 1520$ nm on remarque la présence de deux raies sur les images qui se rejoignent en $k_x=0$ à $\lambda = 1525$ nm. Ces raies sont presque symétriques par rapport à l’axe k_y et se rapprochent en augmentant la longueur d’onde. Le fait que ces raies ne soient pas parfaitement symétriques par rapport au centre des images est vraisemblablement dû au fait que l’axe optique du système d’observation n’est pas exactement perpendiculaire au plan du CP, induisant une légère déviation du centre de l’image par rapport au point $k_x = k_y = 0$. De plus on remarque que ces deux raies sont plus intenses près des bords des images. Ces observations suggèrent que ces deux raies

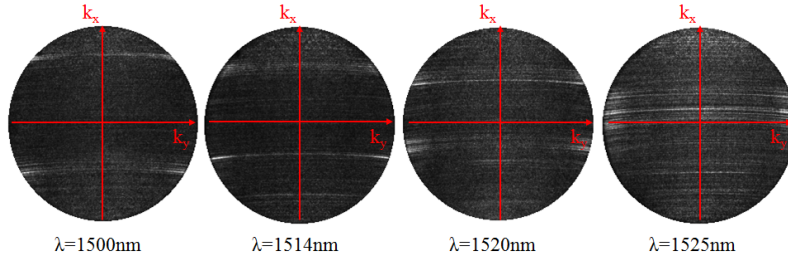


Figure 4.23 – Images dans le plan de Fourier obtenues à différentes longueurs d’onde en observant le guide à CP avec $\bar{n}_g = 20$, $a = 392$ nm, $s_1 = -45$ nm et $s_2 = 0$ nm.

sont dues au même mode se propageant dans les deux directions opposées dans le guide à CP, indiquant la présence de réflexions en bout de guide. Le résultat du balayage sur l’entière plage de longueurs d’onde de ces mesures est montré sur la figure 4.22 et comparé au diagramme de dispersion calculé par FDTD. Le bon accord obtenu entre les deux confirme que, dans cette gamme spectrale, on couple bien au mode antisymétrique, qui est par ailleurs le seul mode accessible dans le plan de Fourier, compte tenu de l’ouverture numérique de l’objectif utilisé, indiquée par la ligne pointillée rouge. Cela suggère la présence de défauts dans le CP (à l’image de ce que l’on obtient pour les guides d’accès) permettant ce couplage, si l’on considère que le nanoguide d’accès, bien aligné au guide à CP latéralement, est censé exciter le mode fondamental uniquement, ou bien un désalignement de ce guide d’accès par rapport au guide à CP. Ce couplage au mode antisymétrique à pertes (car au dessus de la ligne de lumière) augmente avec la longueur du guide à CP, ce qui se traduit par les creux de transmission accentués aux longueurs d’onde où le mode antisymétrique présente le plus de pertes (i.e. près des bords de la zone de Brillouin, où sa vitesse de groupe tend vers zéro).

Sur la figure 4.22, on n’observe aucune variation significative de la transmission des guides aux fréquences où le mode symétrique ingénieré est attendu au-dessous de la ligne de lumière en régime de lumière lente (i.e. entre $u = 0.251$ et $u = 0.2467$). Plusieurs hypothèses sont avancées pour expliquer cette observation, comme la présence de fortes pertes dans les structures fabriquées, la proximité de la bande de valence à cette région du mode guidé ou bien par le fait que le couplage au mode fondamental du guide à CP est faible.

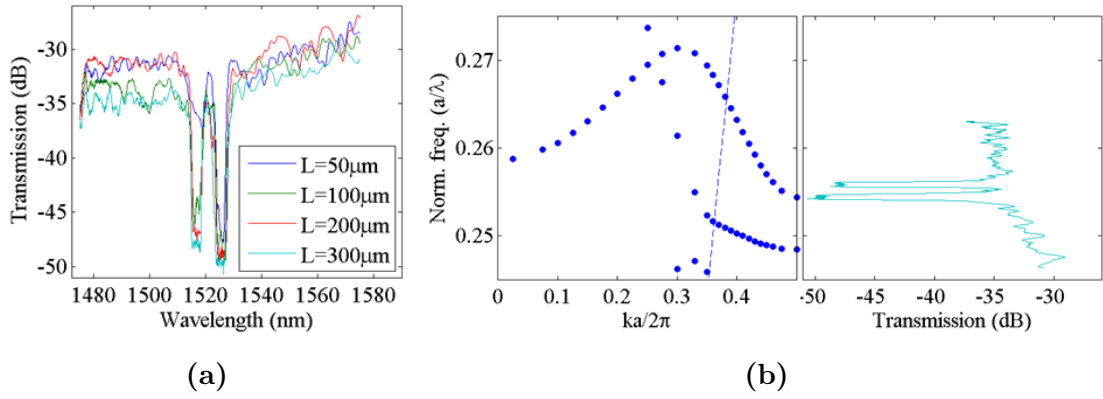


Figure 4.24 – (a) Spectres de transmission des guides à CP ($\overline{n}_g = 30$, $a = 388$ nm, $s_1 = -43$ nm et $s_2 = 16$ nm) de longueurs entre $50\mu\text{m}$ et $300\mu\text{m}$ obtenus avec la source SLED. (b) Á gauche, les résultats des calculs FDTD en 3D des diagrammes de bande des guide à CP avec $\overline{n}_g = 30$. Á droite, la transmission du guide à CP de $300\mu\text{m}$ de longueur mesurée est comparée aux diagrammes de bande.

L'étude des spectres de transmission des guides à CP ingénierés avec $\overline{n}_g = 30$ (période de 388 nm, $s_1 = -43$ nm et $s_2 = 16$ nm) et de longueur variant entre $50\mu\text{m}$ et $300\mu\text{m}$ donne des résultats similaires, comme présenté sur la figure 4.24(a). On retrouve l'existence de deux creux de transmission, légèrement décalés en longueur d'onde (10nm plus bas) par rapport à la série de guides précédente, (1515–1518 nm et 1524–1527 nm), et dont la profondeur augmente avec la longueur du guide à CP. Ces creux de transmission sont ici aussi corrélés aux fréquences de coupure du mode antisymétrique, décalés spectralement par rapport à la figure 4.23, comme indiqué par le diagramme de bande de cette deuxième série de guides à CP, calculé par FDTD en 3D, sur la figure 4.24(b). Les pertes totales restent à peu près constantes (autour de 32 – 35 dB) entre les deux creux de transmission quelle que soit la longueur du guide à CP, et comme pour le guide avec $\overline{n}_g = 20$, on n'observe aucun signe évident sur le spectre de transmission du mode symétrique ingénieré entre $u = 0.2517$ et $u = 0.2484$).

Enfin on compare sur la figure 4.25 la transmission d'un deuxième guide avec $\overline{n}_g = 30$ mais une période légèrement plus grande ($a = 393$ nm) et de longueur $300\mu\text{m}$. Les deux creux de transmission, toujours présents, sont décalés en longueur

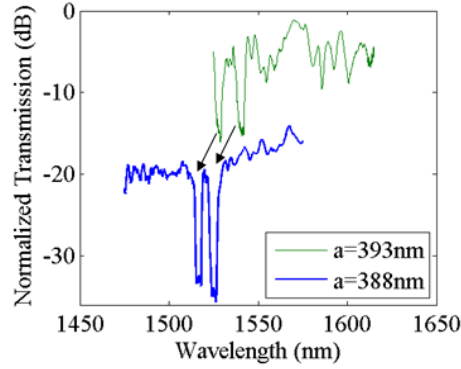


Figure 4.25 – Spectres de transmission des guides à CP ($\overline{n_g} = 30$, $s_1 = -43$ nm et $s_2 = 16$ nm) avec $a = 393$ nm et $a = 388$ nm de longueur $300\mu\text{m}$ obtenus avec la source SLED. Pour mieux comparer les spectres, ils sont décalés de $+25$ dB ($a = 393$ nm) et $+15$ dB ($a = 388$ nm).

d’onde par rapport au premier guide et le décalage spectral (entre 10 nm et 15 nm) est cohérent avec la différence de période entre les deux guides à CP.

Ces différentes mesures de transmission et leur corrélation avec le diagramme de bande calculé par FDTD 3D permet d’établir la signature des guides à CP. De manière générale, le bon accord observé entre les résultats numériques (sans aucun paramètre de fit) et expérimentaux attestent de la fidélité de la technologie (en particulier la lithographie) pour reproduire les paramètres nominaux (période et rayon des trous) des cristaux photoniques, et ce, bien mieux que dans la section 4.1.1. Cela est dû vraisemblablement à l’utilisation de la lithographie électronique au lieu de la lithographie deep-UV précédemment. Cependant, les fortes pertes de ces guides entravent la réalisation d’autres mesures de caractérisation du mode lent ingénieré des guides à CP.

Un deuxième lot de puces, avec les mêmes structures mais bénéficiant de ce premier retour d’expérience, est actuellement en cours de fabrication au CEA-Leti. Ce nouveau lot devrait permettre de résoudre les problèmes de fabrication à l’origine de la forte rugosité des structures mesurées dans cette section et de caractériser plus précisément les propriétés du mode fondamental (coefficient de pertes par propagation et indice de groupe). Enfin, on espère également mesurer sur ces nouvelles structures la réponse optique nonlinéaire des guides en régime de lumière

lente pour confirmer expérimentalement les résultats théoriques montrés dans les sections précédentes.

4.2.5 Conclusions

Dans ce chapitre, on s'est intéressé au développement de guides à CP en a-Si :H pour les applications d'optique nonlinéaire. On a présenté les premiers exemples de guides à CP fabriqués au CEA-Leti en utilisant cette plate-forme. Le mode fondamental de ces guides que nous avons caractérisés en régime linéaire a des propriétés (vitesse de groupe, aire effective) proches de celles des modes réfractifs de nanoguides plus "classiques". Les pertes par propagation à $\lambda = 1540$ nm sont estimées à 6.5 dB/mm, une valeur élevée qui provient en partie du fait que ce mode est situé au-dessus de la ligne de lumière dans la gamme spectrale accessible par nos mesures. Dans ces guides, nous avons aussi observé le mode antisymétrique qui normalement ne devrait pas être excité sauf si les axes des nanoguides d'accès et du guide à CP sont mal alignés, ou bien si la structure présente beaucoup de défauts. De plus, nous avons relevé un couplage entre les polarisations TE et TM, vraisemblablement causé par non verticalité des trous dans le motif du CP. Malgré ces défauts multiples, ces résultats préliminaires sur une nouvelle filière matériau, et pour des guides à CP encapsulés dans la silice (au lieu des membranes suspendues habituelles) sont encourageants car ils montrent la faisabilité de ce type de structures en utilisant la plate-forme a-Si :H/SiO₂.

Dans la deuxième partie de ce chapitre nous avons présenté la conception de guides à CP ingénierés pour atteindre un régime de lumière lente à dispersion faible. Après une étude paramétrique du produit délai-bande passante et de la dispersion de la vitesse de groupe en fonction de la position des deux premières rangées de trous du CP (cf. la méthode développée par [48,116]), nous avons identifié différents designs permettant d'obtenir des guides avec un indice de groupe modéré compris entre 20 et 40, afin de limiter les pertes par propagation, et une dispersion faible ou légèrement anormale. En calculant la distribution spatiale du champ électrique de ces modes, nous avons estimé numériquement les pertes par propagation α escomptés

pour ces modes, et trouvé des valeurs variables entre 32 dB/cm pour $\bar{n}_g = 20$ et 97 dB/cm pour $\bar{n}_g = 40$. Nous avons également estimé numériquement les paramètres utiles pour modéliser les effets des phénomènes nonlinéaires dans ces structures, en particulier le paramètre nonlinéaire γ , qui varie entre $1620 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ pour $\bar{n}_g = 20$ et $5300 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ pour $\bar{n}_g = 40$, soit plus d'un ordre de grandeur de plus que des nanoguides en SOI.

Grâce à l'augmentation d'un facteur 10 du FOM nonlinéaire du a-Si :H par rapport au c-Si, on s'attend à pouvoir obtenir un bénéfice considérable du régime de lumière lente. Un exemple d'application d'optique nonlinéaire, la compression temporelle d'impulsions picoseconde, est étudié théoriquement par simulation SSFM dans ce chapitre, en prenant les paramètres calculés pour les guides à CP ingénierés sur cette plate-forme. Ces calculs montrent que ces guides permettent en théorie d'améliorer la qualité de la compression (i.e. facteur de compression sans trop de perte d'énergie) d'impulsions picoseconde obtenue par la génération de solitons pour atteindre des impulsions plus courtes que 500 fs et dans un guide de seulement 200 μm de long. Ces résultats laissent entrevoir le potentiel du a-Si :H comme plate-forme prometteuse pour l'implémentation de dispositifs intégrés et compacts basés sur les phénomènes optiques nonlinéaires pour des fonctions de traitement de l'information sur puce, ultra-rapide et opérant à puissance modérée.

Enfin, un premier lot de fabrication des structures ingénierés a été fabriqué au CEA-Leti et ce chapitre finit par une présentation de leur caractérisation en régime linéaire. La technologie a rencontré un certain nombre de difficultés qui se traduisent par une qualité des structures assez décevante. En particulier, les guides d'accès présentent une rugosité engendrant des pertes excessives, ce qui a empêché de caractériser nos structures à CP en régime nonlinéaire, ou même d'identifier avec certitude la présence du mode lent ingénieré. Par contre, la comparaison des spectres de transmission des guides à CPs avec la structure de bandes théorique témoigne de la fiabilité de la lithographie pour reproduire les designs visés. Un nouveau lot de puces bénéficiant de ce premier retour d'expérience est actuellement en cours de fabrication au CEA-Leti.

Chapitre 5

Conclusion et perspectives

Dans cette thèse, nous nous sommes concentrés sur la recherche d'une plateforme adaptée à la réalisation de dispositifs photoniques intégrés pour des applications de traitement tout optique de l'information sur puce. Le premier chapitre a donné un panorama des principaux effets nonlinéaires du troisième ordre potentiellement utiles pour de telles applications, en rappelant les démonstrations marquantes publiées cette dernière décennie, sur la plate-forme SOI - et qui utilisent donc les nonlinéarités du silicium cristallin - démonstrations qui constituent nos points de référence [25] pour la suite de cette thèse. Nous avons également présenté le formalisme standard utilisé pour modéliser les phénomènes d'optique nonlinéaire dans des structures guidées, et qui sert de base théorique pour analyser les résultats du chapitre 3. Le succès de la plate-forme SOI s'appuie essentiellement sur trois facteurs : un processus de fabrication potentiellement compatible avec la technologie CMOS, un contraste d'indice élevé entre silicium et silice ($\Delta n \approx 2$) et une forte réponse optique nonlinéaire du silicium ($n_2^{Si} \approx 200 \times n_2^{SiO_2}$), conduisant, pour des nanoguides silicium, à des paramètres nonlinéaires γ pouvant dépasser $500 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$. Le problème majeur du silicium cristallin, venant tempérer ces avantages considérables, reste la forte absorption nonlinéaire (absorption à deux photons et absorption des porteurs libres photoinduits) à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. Cet écueil conduit à un facteur de mérite nonlinéaire relativement faible aux longueurs d'onde télécom (≈ 0.4), ce qui rend la réalisation de certaines fonctions difficile. On peut citer, par exemple, la difficulté à obtenir de

l'amplification (paramétrique) tout-optique avec un gain net sur puce en régime de pompe CW. Si l'on souhaite conserver la longueur d'onde de travail pour ces applications, devenue désormais un standard dans le domaine des télécommunications, la recherche d'une nouvelle plate-forme, exploitant un matériau alternatif au silicium cristallin, alliant une forte réponse nonlinéaire, des faibles pertes nonlinéaires et conservant, idéalement, une compatibilité avec les procédés de fabrication CMOS est nécessaire.

Dans ce contexte, nous avons étudié, dans le chapitre 3, deux matériaux alternatifs au silicium cristallin. Dans un premier temps, nous avons caractérisé la réponse nonlinéaire du silicium amorphe hydrogéné (a-Si :H) fabriqué au CEA-Leti, dans le proche infrarouge, en utilisant des techniques standard, décrites dans le chapitre 1, de transmission d'impulsions dans des guides de faible section et quelques centimètres de long en régime nonlinéaire. À la longueur d'onde de $1.55\ \mu\text{m}$ nous avons ainsi mesuré un indice Kerr n_2 de $1.19 \times 10^{-17}\ \text{m}^2/\text{W}$ et un coefficient d'absorption à deux photons β_{TPA} de $0.5\ \text{cm}/\text{GW}$. Cela conduit à un facteur de mérite nonlinéaire de 5.5, soit un ordre de grandeur supérieur au silicium cristallin à la même longueur d'onde, et qui réduit fortement les phénomènes pénalisants observés sur le silicium cristallin, liés aux porteurs libres photoinduits. Nous avons également exploré les éventuels problèmes d'instabilité de ce matériau, parfois observés dans la littérature, et constaté qu'en utilisant des impulsions picoseconde de $3\ \text{GW}/\text{cm}^2$, les propriétés optiques du matériau restaient stables pendant plusieurs heures. Ces résultats obtenus à faible taux de répétition demandent à être confirmés par des mesures complémentaires dans le GHz pour définitivement trancher cette question. Comparé à d'autres résultats obtenus dans la littérature sur ce type de matériau, pour lequel la diversité des propriétés mesurées va de pair avec la diversité des groupes qui l'étudient et des techniques de fabrication utilisées, les propriétés du a-Si :H que nous avons testé sont compétitives, et représentent un bon compromis entre indice nonlinéaire et absorption à deux photons. Ces résultats montrent donc le potentiel du a-Si :H pour réaliser des dispositifs optiques nonlinéaires intégrés pour des applications de traitement tout-optique de l'information sur puce aux longueurs d'onde télécom. Notons d'ailleurs, que pour les applications dans la bande télécom,

la recherche de plate-formes alternatives au c-Si est en constant développement. Parmi les exemples publiés dans la littérature, une place importante est occupée par le Si_3N_4 et des verres comme le Hydex [175]. Ces matériaux, initialement développés pour les applications en optique linéaire, ont suscité un fort intérêt de la communauté d'optique nonlinéaire. En effet, non seulement les pertes nonlinéaires aux longueurs d'onde télécom sont très faibles et la réponse nonlinéaire est relativement élevée (comparée aux fibres en silice) mais surtout la technologie de fabrication spécifique à ces filières matériaux conduit à de très faibles pertes par propagation pour les guides réalisés sur ces plate-formes (e.g. 0.5 dB/cm dans un guide en Si_3N_4 avec une section de $1.45\mu\text{m} \times 725\text{nm}$ [176]). Ces atouts ont donné lieu à des démonstrations remarquables basées sur les phénomènes nonlinéaires à $1.55\mu\text{m}$ comme la génération de peignes de fréquences sur des gammes spectrales couvrant plus d'une octave [175]. Néanmoins, dans la perspective de la création de circuits optiques intégrés toujours plus denses, ces plateformes ne sont pas nécessairement les mieux adaptées. Le faible indice de réfraction de ces matériaux (i.e. entre 1.5 et 2) limite en effet le confinement de la lumière dans ces structures, ce qui implique une augmentation des dimensions des guides réalisés, plutôt centimétriques. Associé au n_2 relativement faible (20 – 30 fois moins que celui du c-Si), cela conduit à des paramètres nonlinéaires γ beaucoup plus faibles (e.g. $1.2\text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ dans des guides de Si_3N_4 avec une section de $1.45\mu\text{m} \times 730\text{nm}$ [176]). Pour ces raisons ces plate-formes ont un potentiel moins intéressant que le a-Si:H pour réaliser des composants compacts pour faire du traitement tout optique de l'information sur puce. Par ailleurs, des efforts considérables ont été récemment faits pour développer des dispositifs d'optique nonlinéaire à base de matériaux III-V à grand gap électronique tels que le GaInP [72, 132, 133] ou l'AlGaAs [177, 178], et ce, avec un certain succès et des performances obtenues largement compétitives au SOI. Bien que l'amélioration de la technologie de fabrication ait permis la réduction des pertes par propagation dans ces structures III-V [72, 125, 179] (e.g. 1 dB/mm dans un guide à CP en GaInP avec une ligne de défaut [125]), l'inconvénient de ces plateformes reste la difficulté à les insérer dans un processus de fabrication compatible CMOS [180] ou même avec du silicium (ce dernier point est évoqué plus bas).

Si, par contre, pour augmenter le facteur de mérite nonlinéaire, on s'autorise à changer de longueur d'onde de fonctionnement, le silicium cristallin et ses alliages dérivés (comme le SiGe) restent pertinents car ils présentent des facteurs de mérite plus élevés à des longueurs d'onde plus hautes que $1.55\ \mu\text{m}$. Dans la deuxième partie du chapitre 3, nous avons ainsi testé des guides faits d'un alliage de silicium germanium ($\text{Si}_{0.6}\text{Ge}_{0.4}$) dans le bas moyen infrarouge (i.e. à des longueurs d'onde comprises entre $3.25\ \mu\text{m}$ et $4.75\ \mu\text{m}$). Dans cet intervalle spectral, nous avons mesuré un indice Kerr n_2 autour de $1.25 - 2 \times 10^{-18}\ \text{m}^2/\text{W}$, qui est similaire au c-Si aux mêmes longueurs d'onde. Nous avons également mesuré les pertes par absorption multiphotons et par absorption induite par les porteurs libres photogénérés, qui ne peuvent pas être négligés dans cette gamme spectrale plus élevée, même en présence d'impulsion picoseconde. En affinant le modèle standard introduit dans le premier chapitre, nous avons ainsi pu estimer les coefficients d'absorption à trois et quatre photons et leur dispersion. La présence de ces pertes nonlinéaires et leur forte dépendance spectrale imposent de faire un choix réfléchi sur la longueur d'onde à utiliser pour les applications d'optique nonlinéaire en utilisant cette plateforme. Le facteur de mérite nonlinéaire estimé expérimentalement varie en effet entre 1 et 4 avec un pic autour de la longueur d'onde de $4\ \mu\text{m}$, charnière entre la disparition d'absorption à 3 photons et l'apparition de l'absorption à 4 photons. Ces résultats viennent éclairer les conditions dans lesquelles travailler pour bénéficier du potentiel du SiGe pour la réalisation de dispositifs intégrés nécessitant une forte réponse nonlinéaire, et fonctionnant à des longueurs d'onde dans le bas moyen infrarouge. De manière plus générale, ils viennent également fournir des données expérimentales, jusqu'ici manquantes, sur les alliages SiGe dans cette gamme de longueur d'onde étendue, malgré les prédictions théoriques encourageantes à leur sujet.

Pour compléter nos travaux de recherche sur des matériaux alternatifs au silicium cristallin pour l'optique nonlinéaire intégrée, nous avons essayé de combiner ces nouvelles plateformes avec des structures nanophotoniques permettant un plus haut degré de confinement et une ingénierie de la dispersion plus poussée. Ainsi, dans le deuxième chapitre, nous avons discuté l'utilisation de structures à cristaux photoniques, qui offrent davantage de degrés de liberté dans l'ingénierie des modes

guidés, par rapport aux nanoguides, pour exalter les effets nonlinéaires sur puce. C'est le cas des guides à cristaux photoniques avec un régime de lumière lente où le paramètre nonlinéaire γ peut excéder $5000 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ pour des modes avec un indice de groupe élevé mais réaliste ($n_g < 40$). Les avantages issus de cette exaltation sont tempérés, dans le silicium cristallin, par l'augmentation, dans les mêmes proportions, des pertes nonlinéaires. Afin d'obtenir un bénéfice clair en utilisant des guides à cristaux photoniques en régime de lumière lente, nous avons conçu, réalisé (au CEA-Leti) et caractérisé des guides à cristaux photoniques sur la plateforme a-Si :H. Les résultats préliminaires ont été présentés dans le chapitre 4, testant dans un premier temps les propriétés de guides à cristaux photoniques, avec un mode guidé ayant des caractéristiques "standard" en termes de vitesse de groupe et de confinement. Les mesures de transmission ont conduit à une estimation des pertes par propagation du mode fondamental de l'ordre de 6.5 dB/mm à $1.54 \mu\text{m}$, tandis que des mesures infrarouge dans le plan de Fourier nous ont permis de caractériser sa dispersion, au-dessus de la ligne de lumière. En plus de pertes intrinsèques hors du plan faisant de ce mode fondamental un mode intrinsèquement à fuite, ces premiers guides en a-Si présentent des imperfections de fabrication, révélées par un couplage entre les modes TE et TM, ainsi qu'entre le mode symétrique et antisymétrique, qui contribuent également aux pertes de propagation assez élevées mesurées. Dans un deuxième temps, nous avons conçu des guides à CP en a-Si :H plus adaptés à nos applications nonlinéaires, en utilisant des périodes plus faibles, pour travailler sous la ligne de lumière et en ingénierant la dispersion du mode fondamental, en régime de lumière lente. Les guides ont été ingénierés de façon que l'indice de groupe du mode lent atteigne des valeurs entre 20 et 40, avec une dispersion relativement faible. Ces valeurs "modestes" permettent de limiter l'augmentation des pertes de propagation qui accompagne généralement le régime de vitesse lente, permettant un bénéfice net de ce régime de propagation sur les effets nonlinéaires. À partir des profils des modes lents, obtenus par simulation, nous avons estimé numériquement les pertes par propagation et les autres paramètres associés à la réponse nonlinéaire de ces guides ingénierés. Les pertes par propagation devraient ainsi varier entre 32 dB/cm pour $n_g = 20$ et 97 dB/cm pour $n_g = 40$, des valeurs comparables à celles mesurées dans

des guides similaires réalisés en c-Si [48]. Le paramètre nonlinéaire γ devrait atteindre entre $1600 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ pour $n_g = 20$ et $5300 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ pour $n_g = 40$. Grâce à un n_2 plus élevé dans le a-Si :H que dans le c-Si, ces valeurs sont légèrement supérieures aux valeurs mesurées dans le c-Si pour des guides à CP en régime de lumière lente [48], mais surtout l'effet des pertes nonlinéaires (absorption à deux photons et liée aux porteurs libres photoinduits) devraient être considérablement réduits. Les designs de guides ingénierés dans ce chapitre ne se bornent pas à annuler la dispersion de vitesse de groupe en régime de lumière lente. Les phénomènes nonlinéaires tirent souvent avantage de régimes de dispersion anormale, en particulier le mélange à quatre ondes ou la génération de solitons. Nous avons ainsi conçu des guides à cristaux photoniques en régime de lumière lente et pour lesquels la dispersion est légèrement anormale. Pour illustrer une application de ce design, et quantifier le bénéfice apporté par les guides en cristaux photoniques en a-Si, nous avons étudié numériquement les performances potentielles de ces guides ingénierés (en tenant compte de l'augmentation des pertes en régime de lumière) pour réaliser un compresseur temporel intégré d'impulsions picoseconde, en comparaison des réalisations sur c-Si et GaInP. Nos calculs de propagation de solitons dans ces guides montrent que la densité de porteurs libres générés dans le guide par l'impulsion est plus faible que dans le c-Si, ce qui réduit fortement les déformations subies par l'impulsion comprimée. Le facteur de compression accessible devrait également être plus élevé sur cette plateforme. La dernière partie du chapitre 4 présente les premiers résultats de caractérisation des guides ainsi conçus et qui ont été fabriqués au CEA-Leti, France. Des problèmes dans la phase de fabrication ont donné lieu à une très forte rugosité des structures guidantes, et donc à de très fortes pertes par propagation, même au niveau des guides d'accès, limitant l'utilisation et la caractérisation de ces structures. Des mesures de transmission associées à l'observation des guides dans le plan de Fourier ont tout de même permis d'identifier, sans paramètre de fit, les modes excités dans le guide, ce qui atteste de la fiabilité de la technologie de fabrication développée pour réaliser des cristaux photoniques sur silicium amorphe.

Dans ce travail de thèse, nous avons privilégié l'utilisation de structures intégrées enterrées (dans la silice ou dans le silicium). Cette configuration, au lieu d'utiliser,

comme communément employé, des membranes suspendues, i.e. en contact avec l'air, garantit une meilleure stabilité des propriétés optiques et mécaniques [86,180]. De plus, le contact avec l'air implique une oxydation et contamination continue de la surface, qui est ici évitée [86]. Par contre, cette configuration nous a imposé un certain nombre de restrictions. Par exemple, la présence de la ligne de lumière à plus faible fréquence réduit la fenêtre spectrale accessible pour les modes guidés intrinsèquement sans pertes (sous la ligne de lumière) dans un guide à cristaux photoniques, ce qui complique un peu l'optimisation des paramètres géométriques du guide et réduit les degrés de liberté pour l'ingénierie de dispersion. Dans la perspective d'obtenir des puces commercialement viables, avec plusieurs composants intégrés et opérant à des débits élevés (et donc impliquant potentiellement un échauffement non négligeable), il est nécessaire de développer des technologies plus robustes aux élévations de température (avec une meilleure dissipation thermique) et d'améliorer la compréhension des propriétés de composants enterrés, pour appréhender les limitations imposées par ces configurations (e.g. bande disponible, confinement, contrôle de la dispersion). Notons d'ailleurs que la communauté de l'optique nonlinéaire intégrée qui s'intéresse à d'autres plates-formes prometteuses, comme les III-V à grand gap, et ont initialement publié des résultats nonlinéaires convaincants sur des guides à cristaux photoniques faits de membranes suspendues en GaInP [72,132,133], essaient de trouver des stratégies pour passer en configuration reporté sur substrat. Dans [180], un nanoguide en GaInP de $630\text{nm} \times 250\text{nm}$ est reporté sur un substrat en silice par collage moléculaire. Les pertes par propagation de ces guides ont été mesurées à 12 dB/cm et le paramètre nonlinéaire a été estimé à $475\text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$. Cette approche permettrait une intégration plus facile des matériaux III-V avec la plate-forme SOI. L'avantage du a-Si :H, même si le facteur de mérite nonlinéaire est moins élevé que sur ces plates-formes III-V, reste la simplicité de la technologie, par rapport aux techniques de collage développées, par exemple pour le GaInP, en l'absence de solutions de croissance monolithique fiable.

Au-delà des guides, principalement utilisés dans cette thèse, les cavités offrent certainement un moyen pertinent pour l'exaltation des phénomènes optiques nonlinéaires ne requérant pas une bande passante trop élevée [22]. La cavité analysée

dans le chapitre 2 de cette thèse, propose un design original. En optimisant la géométrie de la structure à CP, le pourcentage du champ électrique du mode résonant qui se trouve sur les bords des trous du CP pourrait être augmenté et le rapport entre l'importance des phénomènes nonlinéaires de volume et de surface pourrait être altéré à partir du design. Ceci pourrait être utilisé pour augmenter le rôle des nonlinéarités de surface et permettre de renforcer des phénomènes nonlinéaires qui ne sont normalement pas permis par la symétrie du matériau, comme la génération de deuxième harmonique dans le silicium cristallin. Cette propriété pourrait être utilisée pour développer des capteurs optiques extrêmement sensibles et capables de donner des informations sur des analytes présents ou des réactions se passant à la surface du dispositif. De plus, avec le mode résonant concentré dans le matériau de faible indice, les trous du CP pourraient être remplis par un matériau organique avec une forte réponse nonlinéaire, par exemple avec un $\chi^{(2)}$ non nul. Une telle structure pourrait être utilisée pour implémenter directement des nonlinéarités du deuxième ordre (effet électro-optique, somme et différence de fréquences, génération de deuxième harmonique) dans des structures basées essentiellement sur du silicium [79] et potentiellement utiles pour la réalisation de composants pour des applications de traitement de l'information tout-optique et ultra-rapide. Notons que ce design original de cavité pourrait, alternativement, être optimisé de façon à ce que le mode soit essentiellement concentré dans le silicium, ouvrant la voie plus traditionnelle du renforcement des effets du $\chi^{(3)}$ dans le silicium, avec l'avantage d'un meilleur contrôle du couplage avec l'espace libre pour ces structures.

L'étude de la réponse nonlinéaire du a-Si :H et du SiGe dans cette thèse a fait l'objet de plusieurs publications et interventions lors de conférences [74, 82, 181–184]. De nombreuses questions restent malgré tout ouvertes et méritent d'être abordées dans le futur. Par exemple, par rapport au a-Si :H, il serait intéressant de comprendre plus précisément le rapport entre le processus de fabrication et les propriétés optiques du matériau comme la réponse nonlinéaire instantanée et non-instantanée ainsi que la question déjà évoquée sur la stabilité de ces propriétés. Des mesures récentes conduites par le laboratoire de sciences physiques au College Park (USA) à haute fréquence de modulation (de l'ordre du GHz) sur des nanoguides en a-Si :H

ont montré une réponse nonlinéaire instantanée purement réfractive (impliquant l'absence d'absorption à deux photons) mais suivie par une réponse nonlinéaire non-instantanée [149]. Ces observations sont en désaccord avec le modèle généralement accepté pour le silicium cristallin, basé sur une interprétation par effet des porteurs libres générés par TPA, et ils demandent une révision de ce modèle pour pouvoir comprendre les mécanismes de la réponse nonlinéaire dans le a-Si :H. Notons néanmoins comme signes encourageants, des démonstrations clés sur a-Si :H, publiées par différents groupes, et obtenues avec des signaux optiques présentant un fort taux de répétition, comme le démultiplexage temporel [75] et l'échantillonnage d'un signal à haut débit [81].

Enfin, comme perspective de ce travail, la potentialité du a-Si :H pour exalter la réponse optique nonlinéaire, dans des structures exploitant des phénomènes de lumière lente reste encore à démontrer expérimentalement. Les groupes travaillant sur cette filière matériau ont en effet utilisé à ce jour uniquement des structures de guides réfractifs de faible section. Reste à voir si les effets de renforcement prévus théoriquement dans le chapitre 4 se vérifient expérimentalement.

Concernant le SiGe, vu la complexité des phénomènes observés aux longueurs d'onde élevées, il serait intéressant de conduire d'autres caractérisations de la réponse nonlinéaire en utilisant le matériau non structuré (e.g. avec des mesures utilisant la méthode z-scan [156]). En effet, les résultats du chapitre 3 sont obtenus pour des guides SiGe enterrés dans le silicium, de sorte que les paramètres effectifs obtenus résultent d'une pondération entre les propriétés du coeur SiGe et des barrières en Si. Cependant, les résultats des mesures sur structures guidantes montrent le fort potentiel de cette plate-forme pour la réalisation de dispositifs intégrés sur puce opérant dans le bas moyen-infrarouge. De plus, ils donnent déjà une première indication de la longueur d'onde à laquelle il serait plus avantageux de concevoir les dispositifs non-linéaires sur cette plate-forme. Un exemple d'application pourrait être la réalisation d'une série de plusieurs sources à bande étroite, couvrant globalement une fenêtre de longueurs d'onde importante dans le MIR (e.g. entre $3 \mu\text{m}$ et $5 \mu\text{m}$), intégrées sur une puce. Dans ce système, un supercontinuum spectral généré dans un guide à dispersion ingénierée serait spectralement filtré par des résonateurs en anneaux.

Une telle démonstration montrerait le fort potentiel de la plate-forme SiGe/Si pour réaliser des sources multi-spectrales étendues dans le MIR et réaliser des dispositifs intégrés pour des applications dans le domaine de la spectroscopie et des capteurs optiques.

Annexe A

Méthodes numériques

A.1 Plane Wave Expansion Method

La méthode d'expansion en ondes planes (PWE), implémentée par le MIT Photonic-Band (MPB), est utilisée pour le calcul des relations de dispersion des guides à CP qui sont présentés dans cette thèse. Cette méthode numérique est largement utilisée dans la littérature grâce à la facilité d'utilisation. En plus d'obtenir les fréquences auxquelles la lumière peut se propager dans les structures étudiées, il est aussi possible d'obtenir la distribution spatiale du champ des modes avec la même simulation.

La PWE consiste à trouver une solution aux équations de Maxwell en utilisant une formulation des problèmes à valeur propre et le développement en série de Fourier. Si on considère les équations de Maxwell dans un milieu diélectrique et sans source, on obtient :

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{A.1})$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{A.2})$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (\text{A.3})$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{A.4})$$

Par exemple, en prenant le rotationnel de l'équation (A.2) et en utilisant l'équation

(A.1) avec les relations constitutives ($D = \varepsilon E$ et $H = B/\mu$) on obtient

$$\nabla \times \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \vec{H} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (\text{A.5})$$

où on remarque que la position du facteur $\frac{1}{\varepsilon}$ est dû au fait que la permittivité n'est pas constante dans l'espace. Si on suppose que le champ a une dépendance harmonique en fonction du temps, alors $\partial^2 \vec{H} / \partial t^2 = -\omega^2 \vec{H}$, et équation (A.5) devient

$$\nabla \times \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \vec{H} = -\frac{\omega^2}{c^2} \vec{H} \quad (\text{A.6})$$

Un résultat analogue à l'équation (A.6) peut être obtenu pour toutes les autres composantes des vecteurs décrivant le champ électromagnétique. Il est facile de reconnaître dans l'équation (A.6) un problème aux valeurs propres en définissant l'opérateur $\Theta = \nabla \times \frac{1}{\varepsilon} \nabla$. Pour calculer une solution au problème, la fonction liée à la permittivité, ε , et chaque composante du vecteur, \vec{H} , sont développées en séries de Fourier. Cette série est tronquée après un certain nombre des termes ce qui détermine la précision des résultats calculés. Les séries de Fourier obtenues sont insérées dans l'équation (A.6) et le problème aux valeurs propres est résolu avec l'utilisation des techniques numériques.

Grâce à l'absence d'approximations dans la formulation du problème utilisée pour la PWE, les résultats obtenus avec cette méthode sont des résultats exacts, dont la seule approximation est liée à la troncature des séries des Fourier utilisées pour la représentation finie des fonctions de permittivité, ε , et des composantes du vecteur \vec{H} .

L'utilisation des séries de Fourier implique implicitement que les conditions aux contours soient périodiques, car les fonctions sont discrétisées. Donc pour analyser un CP, on considère généralement une cellule fondamentale seulement, comme montré sur la figure A.1(a). La répétition périodique de cette cellule fondamentale selon les vecteurs \vec{a}_1 et \vec{a}_2 reproduit la totalité du CP. Si on veut analyser une structure sur membrane, qui comprend une structure périodique dans le plan de la membrane mais non périodique selon l'axe perpendiculaire à la membrane, il est nécessaire d'adopter la technique de la supercellule. Dans cette méthode, on utilise une cellule fondamentale dont on augmente la dimension selon la direction orthogonale à la membrane

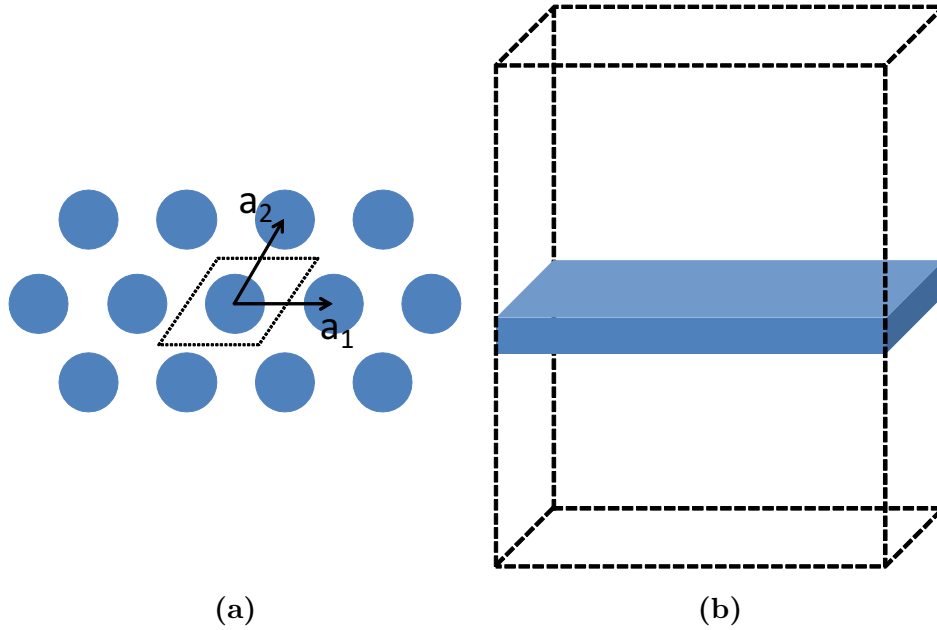


Figure A.1 – (a) Représentation d’un motif triangulaire avec les vecteurs du motif \vec{a}_1 et \vec{a}_2 . La cellule fondamentale est délimitée par le trait pointillé noir. (b) Représentation d’une supercellule utilisée pour analyser une structure à CP sur membrane.

comme montré sur la figure A.1(b). Cela permet d’éviter que les modes confinés dans la membrane se couplent verticalement entre les différentes supercellules qui n’ont qu’une existence fictive pour les besoins du calcul. L’extension verticale de cette supercellule doit donc être de plus en plus grande au fur et à mesure que les modes sont de moins en moins confinés dans la membrane, ce qui nécessite du coup plus de ressources numériques pour la résolution du problème. Dans l’analyse des membranes à CP en trois-dimensions seuls les modes qui se situent au-dessous de la ligne de lumière définie par le matériau constituant le cladding peuvent être calculé par la méthode PWE. Ceci est dû au fait que dans la région au-dessus de la ligne de lumière du diagramme de dispersion, un continuum de modes existe. Donc, avec la formulation donnée par l’eqrefeq :PWE-start, ces modes ne peuvent pas être distingués des modes du CP.

Une dernière remarque sur cette méthode de calcul est que généralement, grâce à la formulation du problème en termes de recherche des valeurs propres, moins de ressources de calcul sont utilisées pour obtenir les mêmes résultats qu’en utilisant d’autres méthodes, comme par exemple la FDTD. De plus, la distribution spatiale

des modes est directement obtenue avec la dispersion sans nécessiter de calculs supplémentaires, ce qui n'est pas possible avec la FDTD.

A.2 Finite Difference Time Domain Method

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) est une méthode numérique très utilisée en photonique qui permet de résoudre les équations de Maxwell dans le domaine temporel sans aucune hypothèse ou condition préliminaire. Dans cette thèse, la FDTD est utilisée pour le calcul du diagramme de dispersion des structures sur membrane à CP.

Le domaine de simulation utilisé pour le calcul des diagramme de dispersion des guides à CP est similaire à celui utilisé avec la méthode PWE, montré sur la figure A.1(b). Avec la FDTD, il n'y a pas la contrainte d'avoir des conditions aux bords périodiques, comme pour la PWE. En effet, avec la FDTD, aux limites supérieures et inférieures de la supercellule, des conditions absorbantes, connues comme *perfectly match layer* (PML), peuvent être utilisées. Ces conditions reproduisent une frontière ouverte, c'est à dire sans réflexion du champ vers le domaine de simulation. En utilisant des conditions PML, il est possible de reproduire plus fidèlement des dispositifs qui ne sont pas périodiques dans toutes les directions spatiales. En particulier, il devient maintenant possible d'analyser également les modes de Bloch qui se situent au dessus de la ligne de lumière. Avec le PWE cela n'était pas possible car on introduisait toujours une périodicité fictive dans la direction orthogonale à la membrane. Notons que les modes situés à des fréquences au-dessous de la ligne de lumière peuvent être calculés avec les deux méthodes et les résultats sont en bon accord si la dimension de la cellule de simulation est proprement choisie, comme montré sur la figure A.2.

Par contre, un point défavorable de la FDTD en comparaison de la PWE est l'utilisation importante de ressources numériques qui rend le calcul généralement plus lent qu'en utilisant la PWE. De plus, avec la FDTD il n'est pas possible de calculer en même temps le diagramme de dispersion et d'obtenir la cartographie des modes comme c'est le cas avec la PWE.

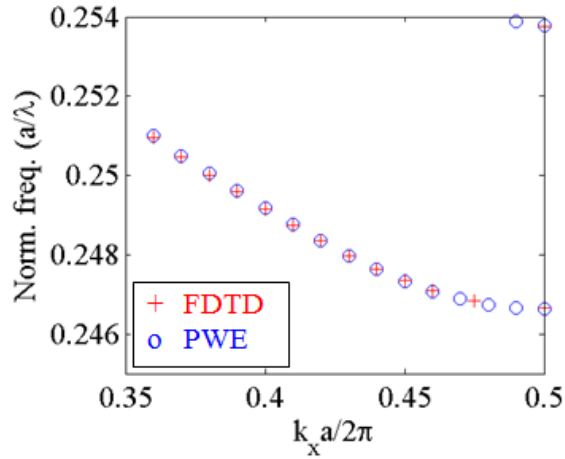


Figure A.2 – Comparaison de la dispersion du mode en régime de lumière lente calculé par FDTD 3D et par PWE 3D. La structure étudiée a une période de $a = 387$ nm, un rayon des trous de $r = 0.285a$, une épaisseur de la membrane de a-Si :H de 220 nm et un cladding de SiO₂ et $s_1 = -0.115a$ et $s_2 = 0$.

En conclusion, dans le processus de design des guides à CP étudiés dans cette thèse (en particulier au chapitre 4, section 4.2.1), nous avons utilisé la méthode PWE, en deux- puis trois-dimensions, pour avoir une première estimation des paramètres donnant une structure avec les propriétés souhaitées. Puis, comme le mode est proche de la ligne de lumière, on a pu corroborer les résultats obtenus par PWE avec des simulations FDTD en trois-dimensions.

Annexe B

Liste des abbreviations

B.1 Abbreviations

CMOS	Complementary metal-oxide semiconductor
SOI	Silicium sur isolateur (silicon on insulator)
SDH	Hiérarchie numérique synchrone (synchronous digital hierarchy)
SONET	Réseau optique synchrone (synchronous optical network)
WDM	multiplexage en longueur d'onde (wavelength division multiplexing)
SPM	Auto modulation de phase (self-phase modulation)
XPM	Modulation de phase croisée (cross-phase modulation)
FWM	Melange à quatre ondes (four-wave mixing)
THG	Génération troisième harmonique (third harmonic generation)
SHG	Génération deuxième harmonique (second harmonic generation)
TPA	Absorption à deux photons (two-photon absorption)
3PA	Absorption à trois photons
4PA	Absorption à quatre photons
FCA	Absorption de porteurs libres (free-carrier absorption)
FCD	Dispersion de porteurs libres (free-carrier dispersion)
FOM	Facteur de mérite nonlinéaire (nonlinear figure of merit)

SEM	Microscopie électronique à balayage (scanning electron microscopy)
SSFM	Split-step Fourier method
FDTD	Différences finies dans le temps (finite-difference time-domain)
PWE	Expansion en ondes planes (Plane wave expansion)
RIE	Gravure aux ions réactives (Reactive ions etching)
NLSE	Équation nonlinéaire de Schrödinger
NRZ	Non retour à zero (non return to zero)
OTDM	multiplexage temporel optique (optical time division multiplexing)
PECVD	dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma
NIR	Proche infrarouge
MIR	Moyen infrarouge
RMS	Racine moyenne quadratique

Bibliographie

- [1] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic Press, 2007), third edit ed.
- [2] http://phy.duke.edu/~jag27/nlo_intro.html.
- [3] J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, “Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm,” *Optics Letters* **25**, 25 (2000).
- [4] <http://spie.org/x38917.xml>.
- [5] T. H. Maiman, “Stimulated optical radiation in ruby,” *Nature* **187**, 493 – 494 (1960).
- [6] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich, “Generation of Optical Harmonics,” *Physical Review Letters* **7**, 118 – 119 (1961).
- [7] R. Colburn, “Charles kao, an oral history,” IEEE History Center, New Brunswick, NJ, USA (2004).
- [8] K. Kao and G. Hockham, “Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies,” *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers* **113**, 1151–1158(7) (1966).
- [9] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka, and T. Miyashita, “Ultimate low-loss single-mode fibre at 1.55 μm ,” *Electronics Letters* **15**, 106 – 108 (1979).
- [10] R. H. Stolen, E. Ippen, and A. R. Tynes, “Raman Oscillation in Glass Optical Waveguide,” *Applied Physics Letters* **20**, 62 (1972).
- [11] E. Ippen and R. H. Stolen, “Stimulated Brillouin scattering in optical fibers,” *Applied Physics Letters* **21**, 539 (1972).

- [12] R. Stolen, "Optical Kerr effect in glass waveguide," *Applied Physics Letters* **22**, 294 (1973).
- [13] R. H. Stolen, "Phase-matched three-wave mixing in silica fiber optical waveguides," *Applied Physics Letters* **24**, 308 (1974).
- [14] K. O. Hill, D. C. Johnson, B. S. Kawasaki, and R. I. MacDonald, "Cw Three-Wave Mixing in Single-Mode Optical Fibers," *Journal of Applied Physics* **49**, 5098 (1978).
- [15] R. Stolen and C. Lin, "Self-phase-modulation in silica optical fibers." *Physical Review A* **17**, 1448–1453 (1978).
- [16] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and J. P. Gordon, "Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers," *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1095–1098 (1980).
- [17] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, 2001), 3rd ed.
- [18] M. J. F. Digonnet, *Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers* (CRC press, 2002).
- [19] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communications Systems* (Academic Press, 2002), 3rd ed.
- [20] K. Hinton, J. Baliga, M. Feng, R. Ayre, and R. S. Tucker, "Energy Efficiency in the Internet," *IEEE Network* **25**, 6–12 (2011).
- [21] R. Tucker, R. Parthiban, J. Baliga, K. Hinton, R. Ayre, and W. Sorin, "Evolution of WDM Optical IP Networks : A Cost and Energy Perspective," *Journal of Lightwave Technology* **27**, 243–252 (2009).
- [22] M. Notomi, K. Nozaki, A. Shinya, S. Matsuo, and E. Kuramochi, "Toward fJ/bit optical communication in a chip," *Optics Communications* **314**, 3–17 (2014).
- [23] K. Hinton, G. Raskutti, P. M. Farrell, R. S. Tucker, and F. Ieee, "Switching Energy and Device Size Limits on Digital Photonic Signal Processing Technologies," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **14**, 938–45 (2008).

- [24] <http://www.03.ibm.com/press/us/en/pressrelease/33115.wss>.
- [25] J. Leuthold, C. Koos, and W. Freude, “Nonlinear silicon photonics,” *Nature Photonics* **4**, 535–544 (2010).
- [26] H. Ji, M. Galili, H. Hu, M. Pu, L. K. Oxenløwe, K. Yvind, J. r. M. Hvam, and P. Jeppesen, “1 . 28-Tb / s Demultiplexing of an OTDM DPSK Data Signal Using a Silicon Waveguide,” *IEEE Photonics Technology Letters* **22**, 1762–1764 (2010).
- [27] R. Salem, M. a. Foster, A. C. Turner, D. F. Geraghty, M. Lipson, and A. L. Gaeta, “Signal regeneration using low-power four-wave mixing on silicon chip,” *Nature Photonics* **2**, 35–38 (2007).
- [28] B. Corcoran, C. Monat, C. Grillet, D. J. Moss, B. J. Eggleton, T. P. White, L. O. Faolain, and T. F. Krauss, “Green light emission in silicon through slow-light enhanced third-harmonic generation in photonic-crystal waveguides,” *Nature Photonics* **3**, 206–210 (2009).
- [29] B. Kuyken, X. Liu, R. M. Osgood, R. Baets, G. Roelkens, and W. M. J. Green, “Mid-infrared to telecom-band supercontinuum generation in highly nonlinear silicon-on-insulator wire waveguides.” *Optics Express* **19**, 20172–81 (2011).
- [30] L. Zhang, Q. Lin, Y. Yue, Y. Yan, R. G. Beausoleil, and A. E. Willner, “Silicon waveguide with four zero-dispersion wavelengths and its application in on-chip octave-spanning supercontinuum generation.” *Optics express* **20**, 1685–90 (2012).
- [31] K. Zinoviev, L. G. Carrascosa, J. Sánchez del Río, B. Sepúlveda, C. Domínguez, and L. M. Lechuga, “Silicon Photonic Biosensors for Lab-on-a-Chip Applications,” *Advances in Optical Technologies* **2008**, 1–6 (2008).
- [32] D. Korn, R. Palmer, H. Yu, P. C. Schindler, L. Alloatti, M. Baier, R. Schmogrow, W. Bogaerts, S. K. Selvaraja, G. Lepage, M. Pantouvaki, J. M. D. Wouters, P. Verheyen, J. V. Campenhout, B. Chen, R. Baets, P. Absil, R. Dinu, C. Koos, W. Freude, and J. Leuthold, “Silicon-organic hybrid (SOH) IQ modulator using the linear electro-optic effect for transmitting 16QAM at 112 Gbit / s,” *Optics Express* **21**, 13219–13227 (2013).

- [33] M. Cazzanelli, F. Bianco, E. Borga, G. Pucker, M. Ghulinyan, E. Degoli, E. Luppi, V. Vényard, S. Ossicini, D. Modotto, S. Wabnitz, R. Pierobon, and L. Pavesi, “Second-harmonic generation in silicon waveguides strained by silicon nitride,” *Nature Materials* **11**, 148–154 (2012).
- [34] M. Galli, D. Gerace, K. Welna, T. F. Krauss, L. O. Faolain, G. Guizzetti, and L. C. Andreani, “Low-power continuous-wave generation of visible harmonics in silicon photonic crystal nanocavities,” *Optics Express* **18**, 1611–1621 (2010).
- [35] N. K. Hon, R. Soref, and B. Jalali, “The third-order nonlinear optical coefficients of Si, Ge, and $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ in the midwave and longwave infrared,” *Journal of Applied Physics* **110**, 011301 (2011).
- [36] H. K. Tsang, C. S. Wong, T. K. Liang, I. E. Day, S. W. Roberts, A. Harpin, J. Drake, and M. Asghari, “Optical dispersion, two-photon absorption and self-phase modulation in silicon waveguides at 1.5 μm wavelength,” *Applied Physics Letters* **80**, 416 (2002).
- [37] M. Dinu, F. Quochi, and H. Garcia, “Third-order nonlinearities in silicon at telecom wavelengths,” *Applied Physics Letters* **82**, 2954 (2003).
- [38] G. W. Rieger, K. S. Virk, and J. F. Young, “Nonlinear propagation of ultrafast 1.5 μm pulses in high-index-contrast silicon-on-insulator waveguides,” *Applied Physics Letters* **84**, 900 (2004).
- [39] O. Boyraz, T. Indukuri, and B. Jalali, “Self-phase-modulation induced spectral broadening in silicon waveguides,” *Optics Express* **12**, 829–834 (2004).
- [40] H. Fukuda, K. Yamada, T. Shoji, M. Takahashi, T. Tsuchizawa, T. Watanabe, J.-I. Takahashi, and S.-I. Itabashi, “Four-wave mixing in silicon wire waveguides.” *Optics express* **13**, 4629–37 (2005).
- [41] R. Espinola, J. Dadap, R. Osgood, S. McNab, and Y. Vlasov, “C-band wavelength conversion in silicon photonic wire waveguides.” *Optics express* **13**, 4341–9 (2005).
- [42] E. Dulkeith, Y. a. Vlasov, X. Chen, N. C. Panoiu, and R. M. Osgood, “Self-phase-modulation in submicron silicon-on-insulator photonic wires.” *Optics Express* **14**, 5524–34 (2006).

- [43] A. D. Bristow, N. Rotenberg, and H. M. van Driel, “Two-photon absorption and Kerr coefficients of silicon for 850-2200 nm,” *Applied Physics Letters* **90**, 191104 (2007).
- [44] Q. Lin, J. Zhang, G. Piredda, R. W. Boyd, P. M. Fauchet, and G. P. Agrawal, “Dispersion of silicon nonlinearities in the near infrared region,” *Applied Physics Letters* **91**, 021111 (2007).
- [45] M. A. Foster and A. L. Gaeta, “Wavelength Dependence of the Ultrafast Third-Order Nonlinearity of Silicon,” in “Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies,” (Optical Society of America, 2007), p. CTuY5.
- [46] L. Yin and G. P. Agrawal, “Impact of two-photon absorption on self-phase modulation in silicon waveguides.” *Optics Letters* **32**, 2031–3 (2007).
- [47] C. Koos, L. Jacome, C. Poulton, J. Leuthold, and W. Freude, “Nonlinear silicon-on-insulator waveguides for all-optical signal processing,” *Optics Express* **15**, 5524–5534 (2007).
- [48] C. Monat, B. Corcoran, S. Member, D. Pudo, M. Ebnali-heidari, C. Grillet, M. D. Pelusi, D. J. Moss, S. Member, B. J. Eggleton, T. P. White, L. O. Faolain, and T. F. Krauss, “Slow Light Enhanced Nonlinear Optics in Silicon Photonic Crystal Waveguides,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **16**, 344–356 (2010).
- [49] R. M. Osgood, Jr., N. C. Panoiu, J. I. Dadap, X. Liu, X. Chen, I.-W. Hsieh, E. Dulkeith, W. M. Green, and Y. a. Vlasov, “Engineering nonlinearities in nanoscale optical systems : physics and applications in dispersion-engineered silicon nanophotonic wires,” *Advances in Optics and Photonics* **1**, 162 (2009).
- [50] C. Monat, M. Ebnali-Heidari, C. Grillet, B. Corcoran, B. J. Eggleton, T. P. White, L. O’Faolain, J. Li, and T. F. Krauss, “Four-wave mixing in slow light engineered silicon photonic crystal waveguides.” *Optics Express* **18**, 22915–27 (2010).

- [51] Q. Lin, O. J. Painter, and G. P. Agrawal, “Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides : Modeling and applications,” *Optics Express* **15**, 416–418 (2007).
- [52] R. A. Soref and B. R. Bennett, “Electrooptical Effects in Silicon,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-23**, 123–129 (1987).
- [53] L. Vivien and L. Pavesi, *Handbook of Silicon Photonics* (CRC Press, Taylor & Francis, 2013).
- [54] M. A. Foster, A. C. Turner, M. Lipson, and L. Alexander, “Nonlinear optics in photonic nanowires,” *Optics Express* **16**, 1300– 1320 (2008).
- [55] Y. Vlasov and S. McNab, “Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends.” *Optics Express* **12**, 1622–31 (2004).
- [56] S. K. Selvaraja, P. D. Heyn, G. Winroth, P. Ong, G. Lepage, C. Cailler, A. Rigny, K. K. Bourdelle, W. Bogaerts, D. V. Thourhout, and J. V. Campenhout, “Highly uniform and low-loss passive silicon photonics devices using a 300mm CMOS platform,” in “Optical Fiber Communication Conference,” (2014), 1, p. paper Th2A.33.
- [57] I.-w. Hsieh, X. Chen, J. I. Dadap, N. C. Panoiu, M. Richard, and J. Osgood, “order dispersion in Si photonic wire-waveguides,” *Optics Express* **14**, 12380–12387 (2006).
- [58] V. R. Almeida, C. A. Barrios, R. R. Panepucci, and M. Lipson, “All-optical control of light on a silicon chip,” *Nature* **431**, 1081–1084 (2004).
- [59] S. F. Preble, Q. Xu, B. S. Schmidt, and M. Lipson, “Ultrafast all-optical modulation on a silicon chip.” *Optics letters* **30**, 2891–3 (2005).
- [60] M. a. Foster, A. C. Turner, J. E. Sharping, B. S. Schmidt, M. Lipson, and A. L. Gaeta, “Broad-band optical parametric gain on a silicon photonic chip,” *Nature* **441**, 960–3 (2006).
- [61] X. Liu, R. M. O. Jr, Y. A. Vlasov, and W. M. J. Green, “Mid-infrared optical parametric amplifier using silicon nanophotonic waveguides,” *Nature Photonics* **4**, 557–560 (2010).

- [62] M. A. Foster, A. C. Turner, R. Salem, M. Lipson, and A. L. Gaeta, “Broadband continuous-wave parametric wavelength conversion in silicon nanowaveguides,” *Optics Express* **15**, 12949–12958 (2007).
- [63] A. Gajda, L. Zimmermann, M. Jazayerifar, G. Winzer, H. Tian, R. Elschner, T. Richter, C. Schubert, B. Tillack, and K. Petermann, “Highly efficient CW parametric conversion at 1550 nm in SOI waveguides by reverse biased p-i-n junction.” *Optics express* **20**, 13100–7 (2012).
- [64] R. Salem, M. a. Foster, A. C. Turner, D. F. Geraghty, M. Lipson, and A. L. Gaeta, “All-optical regeneration on a silicon chip,” *Optics express* **15**, 7802–9 (2007).
- [65] P. V. Mamyshev, “All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect,” in “Optical Communication, 1998. 24th European Conference on,” , vol. 1 (1998), vol. 1, pp. 475–476.
- [66] F. Li, M. Pelusi, D.-X. Xu, a. Densmore, R. Ma, S. Janz, and D. Moss, “Error-free all-optical demultiplexing at 160Gb/s via FWM in a silicon nanowire,” *Optics Express* **18**, 3905 (2010).
- [67] P. Koonath, D. R. Solli, and B. Jalali, “Continuum generation and carving on a silicon chip,” *Applied Physics Letters* **91**, 061111 (2007).
- [68] Q. Xu, V. R. Almeida, and M. Lipson, “Demonstration of high Raman gain in a submicrometer-size silicon-on-insulator waveguide.” *Optics letters* **30**, 35–7 (2005).
- [69] O. Boyraz and B. Jalali, “Demonstration of a silicon Raman laser,” *Optics Express* **12**, 5269–5273 (2004).
- [70] H. Rong, A. Liu, R. Jones, O. Cohen, D. Hak, R. Nicolaescu, A. Fang, and M. Paniccia, “An all-silicon Raman laser,” *Nature* **433**, 292–294 (2005).
- [71] Y. Takahashi, Y. Inui, M. Chihara, T. Asano, R. Terawaki, and S. Noda, “A micrometre-scale Raman silicon laser with a microwatt threshold.” *Nature* **498**, 470–4 (2013).

- [72] S. Combrie, Q. V. Tran, A. De Rossi, C. Husko, and P. Colman, “High quality GaInP nonlinear photonic crystals with minimized nonlinear absorption,” *Applied Physics Letters* **95**, 221108 (2009).
- [73] I. Cestier, A. Willinger, V. Eckhouse, G. Eisenstein, S. Combrié, P. Colman, G. Lehoucq, and A. De Rossi, “Time domain switching/demultiplexing using four wave mixing in GaInP photonic crystal waveguides,” *Optics Express* **19**, 6093–9 (2011).
- [74] L. Carletti, C. Grillet, P. Grosse, B. B. Bakir, S. Menezo, J. M. Fedeli, D. J. Moss, and C. Monat, “Hydrogenated amorphous silicon nanowires with high nonlinear figure of merit and stable nonlinear optical response,” in “proc. SPIE 8767,” (2013), p. 876706.
- [75] S. Suda, K. Tanizawa, T. Kurosu, T. Kamei, Y. Sakakibara, R. Takei, M. Mori, H. Kawashima, and S. Namiki, “Optical-Time-Division Demultiplexing of 172 Gb/s to 43 Gb/s in a-Si : H Waveguides,” *IEEE Photonics Technology Letters* **26**, 426–429 (2014).
- [76] S. J. Madden, D.-Y. Choi, D. a. Bulla, a. V. Rode, B. Luther-Davies, V. G. Ta’eed, M. D. Pelusi, and B. J. Eggleton, “Long, low loss etched As(2)S(3) chalcogenide waveguides for all-optical signal regeneration,” *Optics express* **15**, 14414–21 (2007).
- [77] M. D. Pelusi, F. Luan, S. Madden, D. Choi, D. A. Bulla, and B. J. Eggleton, “Wavelength Conversion of High-Speed Phase and Intensity Modulated Signals Using a Highly Nonlinear Chalcogenide Glass Chip,” *IEEE Photonics Technology Letters* **22**, 3 – 5 (2010).
- [78] T. Vallaitis, S. Bogatscher, L. Alloatti, P. Dumon, R. Baets, M. L. Scimeca, I. Biaggio, F. Diederich, C. Koos, W. Freude, and J. Leuthold, “Optical properties of highly nonlinear silicon-organic hybrid (SOH) waveguide geometries.” *Optics express* **17**, 17357–68 (2009).
- [79] C. Koos, P. Vorreau, T. Vallaitis, P. Dumon, W. Bogaerts, R. Baets, B. Esembeson, I. Biaggio, T. Michinobu, F. Diederich, W. Freude, and J. Leuthold,

- “All-optical high-speed signal processing with silicon-organic hybrid slot waveguides,” *Nature Photonics* **3**, 216–219 (2009).
- [80] Y. Shoji, T. Ogasawara, T. Kamei, Y. Sakakibara, S. Suda, K. Kintaka, H. Kawashima, M. Okano, T. Hasama, H. Ishikawa, and M. Mori, “Ultrafast nonlinear effects in hydrogenated amorphous silicon wire waveguide.” *Optics Express* **18**, 5668–73 (2010).
- [81] B. Kuyken, H. Ji, S. Clemmen, S. K. Selvaraja, H. Hu, M. Pu, M. Galili, P. Jeppesen, G. Morthier, S. Massar, L. K. Oxenløwe, G. Roelkens, and R. Baets, “Nonlinear properties of and nonlinear processing in hydrogenated amorphous silicon waveguides.” *Optics Express* **19**, B146–53 (2011).
- [82] C. Grillet, L. Carletti, C. Monat, P. Grosse, B. Ben Bakir, S. Menezes, J. M. Fedeli, and D. J. Moss, “Amorphous silicon nanowires combining high nonlinearity, FOM and optical stability.” *Optics Express* **20**, 22609–15 (2012).
- [83] B. J. Eggleton, B. Luther-Davies, and K. Richardson, “Chalcogenide photonics,” *Nature Photonics* **5**, 141 – 148 (2011).
- [84] M. Notomi, “Strong Light Confinement With Periodicity,” *Proceedings of the IEEE* **99**, 1768–1779 (2011).
- [85] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonics Crystals* (Princeton University Press, 2008), 2nd ed.
- [86] S.-W. Jeon, J.-K. Han, B.-S. Song, and S. Noda, “Glass-embedded two-dimensional silicon photonic crystal devices with a broad bandwidth waveguide and a high quality nanocavity.” *Optics Express* **18**, 19361–6 (2010).
- [87] B.-S. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane, “Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity,” *Nature Materials* **4**, 207–210 (2005).
- [88] T. Benyattou, E. Gerelli, L. Milord, C. Jamois, A. Harouri, C. Chevalier, C. Seassal, A. Belarouci, X. Letartre, and P. Viktorovitch, “Slow bloch mode cavity for optical trapping,” in “Transparent Optical Networks (ICTON), 2013 15th International Conference on,” (2013), pp. 1–5.
- [89] Z. Zhang and M. Qiu, “Small-volume waveguide-section high Q microcavities in 2D photonic crystal slabs.” *Optics express* **12**, 3988–95 (2004).

- [90] P. Velha, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, J. C. Rodier, P. Lalanne, and D. Peyrade, “Ultra-High Q/V Fabry-Perot microcavity on SOI substrate.” *Optics express* **15**, 16090–6 (2007).
- [91] D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala, “Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip,” *Nature* **421**, 925–928 (2003).
- [92] A. Gondarenko, J. S. Levy, and M. Lipson, “High confinement micron-scale silicon nitride high Q ring resonator,” *Optics Express* **17**, 11366 (2009).
- [93] H. T. Miyazaki and Y. Kurokawa, “Squeezing Visible Light Waves into a 3-nm-Thick and 55-nm-Long Plasmon Cavity,” *Phys. Rev. Lett.* **96**, 97401 (2006).
- [94] H. Taniyama and M. Notomi, “Sub-femtojoule all-optical switching using a photonic-crystal nanocavity,” *Nature Photonics* **4**, 477–483 (2010).
- [95] T. Tanabe, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, and E. Kuramochi, “Fast bistable all-optical switch and memory on a silicon photonic crystal on-chip,” *Optics Letters* **30**, 2575–2577 (2005).
- [96] K. Nozaki, A. Shinya, S. Matsuo, Y. Suzaki, T. Segawa, T. Sato, Y. Kawaguchi, R. Takahashi, and M. Notomi, “Ultralow-power all-optical RAM based on nanocavities,” *Nature Photonics* **6**, 248–252 (2012).
- [97] M. Notomi, A. Shinya, S. Mitsugi, E. Kuramochi, and H.-y. Ryu, “Waveguides, resonators and their coupled elements in photonic crystal slabs,” *Optics Express* **12**, 1551–1561 (2004).
- [98] P. Viktorovitch, C. Sciancalepore, T. Benyattou, B. Ben Bakir, and X. Letartre, “Surface addressable photonic crystal membrane resonators : generic enablers for 3d harnessing of light,” in “Proc. SPIE 8270, High Contrast Metastuctures,” (2012), pp. 827003–827003–11.
- [99] M. Galli, S. L. Portalupi, M. Belotti, L. C. Andreani, L. O. Faolain, and T. F. Krauss, “Light scattering and Fano resonances in high-Q photonic crystal nanocavities Light scattering and Fano resonances in high-Q photonic crystal nanocavities,” *Applied Physics Letters* **94**, 071101–3 (2009).

- [100] C. Manolatou, M. J. Khan, S. Fan, P. R. Villeneuve, H. A. Haus, and J. D. Joannopoulos, “Coupling of Modes Analysis of Resonant Channel Add Drop Filters,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **35**, 1322–1331 (1999).
- [101] T. Uesugi, B.-S. Song, T. Asano, and S. Noda, “Investigation of optical nonlinearities in an ultra-high-Q Si nanocavity in a two-dimensional photonic crystal slab.” *Optics Express* **14**, 377–86 (2006).
- [102] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics* (Wiley, 2007).
- [103] G. Cocorullo, F. G. Della Corte, and I. Rendina, “Temperature dependence of the thermo-optic coefficient in crystalline silicon between room temperature and 550 K at the wavelength of 1523 nm,” *Applied Physics Letters* **74**, 3338 (1999).
- [104] V. R. Almeida and M. Lipson, “Optical bistability on a silicon chip,” *Optics letters* **29**, 2387–2389 (2004).
- [105] K. Rivoire, Z. Lin, F. Hatami, W. T. Masselink, and J. Vucković, “Second harmonic generation in gallium phosphide photonic crystal nanocavities with ultralow continuous wave pump power.” *Optics Express* **17**, 22609–15 (2009).
- [106] S. Diziain, R. Geiss, M. Zilk, F. Schrempel, E.-b. Kley, A. Tünnermann, and T. Pertsch, “Second harmonic generation in free-standing lithium niobate photonic crystal L3 cavity,” *Applied Physics Letters* **103**, 051117 (2013).
- [107] M. W. Mccutcheon, J. F. Young, G. W. Rieger, D. Dalacu, S. Frédérick, P. J. Poole, and R. L. Williams, “Experimental demonstration of second-order processes in photonic crystal microcavities at submilliwatt excitation powers,” *Physical Review B* **76**, 245104 (2007).
- [108] S. Yamada, B.-S. Song, T. Asano, and S. Noda, “Experimental investigation of thermo-optic effects in SiC and Si photonic crystal nanocavities.” *Optics letters* **36**, 3981–3 (2011).
- [109] A. Di Falco, L. O’Faolain, and T. Krauss, “Photonic crystal slotted slab waveguides,” *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications* **6**, 38–41 (2008).

- [110] C. Caer, X. Le Roux, and E. Cassan, “Enhanced localization of light in slow wave slot photonic crystal waveguides.” *Optics letters* **37**, 3660–2 (2012).
- [111] C. Caer, S. Combrié, X. L. Roux, E. Cassan, and A. De Rossi, “Extreme optical confinement in a slotted photonic crystal waveguide,” *Applied Physics Letters* **105**, 121111 (2014).
- [112] L. O’Faolain, X. Yuan, D. McIntyre, S. Thoms, H. Chong, R. M. De La Rue, and T. F. Krauss, “Low-loss propagation in photonic crystal waveguides,” *Electronics Letters* **42**, 1454–1455 (2006).
- [113] M. Soljacić and J. D. Joannopoulos, “Enhancement of nonlinear effects using photonic crystals.” *Nature Materials* **3**, 211–9 (2004).
- [114] T. Baba, “Slow light in photonic crystals,” *Nature Photonics* **2**, 465–473 (2008).
- [115] S. a. Schulz, L. O’Faolain, D. M. Beggs, T. P. White, A. Melloni, and T. F. Krauss, “Dispersion engineered slow light in photonic crystals : a comparison,” *Journal of Optics* **12**, 104004 (2010).
- [116] J. Li, T. P. White, L. O’Faolain, A. Gomez-Iglesias, and T. F. Krauss, “Systematic design of flat band slow light in photonic crystal waveguides.” *Optics Express* **16**, 6227–32 (2008).
- [117] O. Khayam and H. Benisty, “General recipe for flatbands in photonic crystal waveguides.” *Optics Express* **17**, 14634–48 (2009).
- [118] L. H. Frandsen, A. V. Lavrinenko, J. Fage-Pedersen, and P. I. Borel, “Photonic crystal waveguides with semi-slow light and tailored dispersion properties.” *Optics Express* **14**, 9444–50 (2006).
- [119] Y. Hamachi, S. Kubo, and T. Baba, “Slow light with low dispersion and non-linear enhancement in a lattice-shifted photonic crystal waveguide.” *Optics letters* **34**, 1072–4 (2009).
- [120] P. Colman, S. Combri, G. Lehoucq, and A. D. Rossi, “Control of dispersion in photonic crystal waveguides using group symmetry theory,” *Optics Express* **20**, 13108–13114 (2012).

- [121] M. Notomi, E. Kuramochi, and T. Tanabe, “Large-scale arrays of ultrahigh-Q coupled nanocavities,” *Nat Photon* **2**, 741–747 (2008).
- [122] F. Xia, L. Sekaric, and Y. Vlasov, “Ultracompact optical buffers on a silicon chip,” *Nature Photonics* **1**, 65–71 (2007).
- [123] T. Kawasaki, D. Mori, and T. Baba, “Experimental observation of slow light in photonic crystal coupled waveguides.” *Optics express* **15**, 10274–81 (2007).
- [124] a. Di Falco, L. O’Faolain, and T. F. Krauss, “Dispersion control and slow light in slotted photonic crystal waveguides,” *Applied Physics Letters* **92**, 083501 (2008).
- [125] C. Husko, S. Combrié, Q. V. Tran, C. W. Wong, and A. D. Rossi, “Non-trivial scaling of self-phase modulation and three-photon absorption in III-V photonic crystal waveguides Abstract :,” *Optics Express* **17**, 22442–22451 (2009).
- [126] L. O’Faolain, S. a. Schulz, D. M. Beggs, T. P. White, M. Spasenović, L. Kuipers, F. Morichetti, a. Melloni, S. Mazoyer, J. P. Hugonin, P. Lalanne, and T. F. Krauss, “Loss engineered slow light waveguides.” *Optics Express* **18**, 27627–38 (2010).
- [127] T. P. White, L. C. Botten, C. Martijn de Sterke, K. B. Dossou, and R. C. McPhedran, “Efficient slow-light coupling in a photonic crystal waveguide without transition region.” *Optics Letters* **33**, 2644–6 (2008).
- [128] C. Martijn de Sterke, K. B. Dossou, T. P. White, L. C. Botten, and R. C. McPhedran, “Efficient coupling into slow light photonic crystal waveguide without transition region : role of evanescent modes.” *Optics express* **17**, 17338–43 (2009).
- [129] C. Monat, B. Corcoran, M. Ebnali-Heidari, C. Grillet, B. J. Eggleton, T. P. White, L. O’Faolain, and T. F. Krauss, “Slow light enhancement of nonlinear effects in silicon engineered photonic crystal waveguides.” *Optics Express* **17**, 2944–53 (2009).
- [130] B. Corcoran, C. Monat, M. Pelusi, C. Grillet, T. P. White, L. O’Faolain, T. F. Krauss, B. J. Eggleton, and D. J. Moss, “Optical signal processing on a silicon chip at 640Gb/s using slow-light.” *Optics Express* **18**, 7770–81 (2010).

- [131] P. Colman, C. Husko, S. Coimbré, I. Sagnes, C. W. Wong, and A. D. Rossi, “Temporal solitons and pulse compression in photonic crystal waveguides,” *Nature Photonics* **4**, 862–868 (2010).
- [132] I. Cestier, S. Combrié, S. Xavier, G. Lehoucq, A. De Rossi, and G. Eisenstein, “Chip-scale parametric amplifier with 11 dB gain at 1550 nm based on a slow-light GaInP photonic crystal waveguide.” *Optics letters* **37**, 3996–8 (2012).
- [133] K. Lengle, L. Bramerie, M. Gay, J.-C. Simon, S. Combrié, G. Lehoucq, and a. De Rossi, “Efficient second harmonic generation in nanophotonic waveguides for optical signal processing,” *Applied Physics Letters* **102**, 151114 (2013).
- [134] K. Suzuki and T. Baba, “Nonlinear light propagation in chalcogenide photonic crystal slow light waveguides.” *Optics express* **18**, 26675–85 (2010).
- [135] C. Monat, M. Spurny, C. Grillet, L. O’Faolain, T. F. Krauss, B. J. Eggleton, D. Bulla, S. Madden, and B. Luther-Davies, “Third-harmonic generation in slow-light chalcogenide glass photonic crystal waveguides.” *Optics letters* **36**, 2818–20 (2011).
- [136] M. Dinu, “Dispersion of Phonon-Assisted Nonresonant Third-Order Nonlinearities,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **39**, 1498–1503 (2003).
- [137] S. Suda, K. Tanizawa, Y. Sakakibara, T. Kamei, K. Nakanishi, E. Itoga, T. Ogasawara, R. Takei, H. Kawashima, S. Namiki, M. Mori, T. Hasama, and H. Ishikawa, “Pattern-effect-free all-optical wavelength conversion using a hydrogenated amorphous silicon waveguide with ultra-fast carrier decay.” *Optics Letters* **37**, 1382–4 (2012).
- [138] K.-Y. Wang and A. C. Foster, “Ultralow power continuous-wave frequency conversion in hydrogenated amorphous silicon waveguides.” *Optics Letters* **37**, 1331–3 (2012).
- [139] B. Kuyken, S. Clemmen, S. K. Selvaraja, W. Bogaerts, D. Van Thourhout, P. Emplit, S. Massar, G. Roelkens, and R. Baets, “On-chip parametric amplification with 26.5 dB gain at telecommunication wavelengths using CMOS-

- compatible hydrogenated amorphous silicon waveguides.” *Optics Letters* **36**, 552–4 (2011).
- [140] J. S. Pelc, K. Rivoire, S. Vo, C. Santori, D. A. Fattal, and R. G. Beausoleil, “Picosecond all-optical switching in hydrogenated amorphous silicon microring resonators Abstract :,” *Optics Express* **22**, 552–554 (2014).
- [141] J. Safioui, F. Leo, B. Kuyken, S.-p. Gorza, S. K. Selvaraja, R. Baets, P. Emplit, G. Roelkens, and S. Massar, “Supercontinuum generation in hydrogenated amorphous silicon waveguides at telecommunication wavelengths,” *Optics Express* **22**, 3089 – 3097 (2014).
- [142] K. Narayanan and S. F. Preble, “Optical nonlinearities in hydrogenated-amorphous silicon waveguides.” *Optics Express* **18**, 8998–9005 (2010).
- [143] J. Matres, G. C. Ballesteros, P. Gautier, J. Mart, and C. J. Oton, “High nonlinear figure-of-merit amorphous silicon waveguides,” *Optics Express* **21**, 3932 – 3940 (2013).
- [144] C. Lacava, P. Minzioni, E. Baldini, L. Tartara, J. M. Fedeli, and I. Cristiani, “Nonlinear characterization of hydrogenated amorphous silicon waveguides and analysis of carrier dynamics Nonlinear characterization of hydrogenated amorphous silicon waveguides and analysis of carrier dynamics,” *Applied Physics Letters* **103**, 141103 (2013).
- [145] X. Gai, D.-Y. Choi, and B. Luther-Davies, “Negligible nonlinear absorption in hydrogenated amorphous silicon at $155\mu\text{m}$ for ultra-fast nonlinear signal processing,” *Optics Express* **22**, 9948 (2014).
- [146] D. L. Staebler and C. R. Wronski, “Reversible conductivity changes in discharge-produced amorphous Si,” *Applied Physics Letters* **31**, 292 (1977).
- [147] F. Leo, J. Safioui, B. Kuyken, G. Roelkens, and S.-P. Gorza, “Generation of coherent supercontinuum in a-Si :H waveguides : experiment and modeling based on measured dispersion profile.” *Optics express* **22**, 28997–29007 (2014).
- [148] K. Morigaki and H. Hikita, “Modeling of light-induced defect creation in hydrogenated amorphous silicon,” *Physical Review B* **76**, 085201 (2007).

- [149] J. J. Wathen, V. R. Pagán, R. J. Suess, K.-Y. Wang, A. C. Foster, and T. E. Murphy, “Non-instantaneous optical nonlinearity of an a-Si :H nanowire waveguide.” *Optics express* **22**, 22730–42 (2014).
- [150] R. Soref, “Mid-infrared photonics in silicon and germanium,” *Nature Photonics* **4**, 495–497 (2010).
- [151] B. Jalali, “Nonlinear optics in the mid-infrared,” *Nature Photonics* **4**, 506–508 (2010).
- [152] C. Monat, C. Grillet, M. Collins, A. Clark, J. Schroeder, C. Xiong, J. Li, L. O’Faolain, T. F. Krauss, B. J. Eggleton, and D. J. Moss, “Integrated optical auto-correlator based on third-harmonic generation in a silicon photonic crystal waveguide,” *Nat Commun* **5** (2014).
- [153] G. Z. Mashanovich, M. M. Milošević, M. Nedeljkovic, N. Owens, B. Xiong, E. J. Teo, and Y. Hu, “Low loss silicon waveguides for the mid-infrared,” *Optics Express* **19**, 7112–7119 (2011).
- [154] P. Y. Yang, S. Stankovic, J. Crnjanski, E. J. Teo, D. Thomson, A. a. Bettiol, M. B. H. Breese, W. Headley, C. Giusca, G. T. Reed, and G. Z. Mashanovich, “Silicon photonic waveguides for mid- and long-wave infrared region,” *Journal of Materials Science : Materials in Electronics* **20**, 159–163 (2007).
- [155] R. Shankar, I. Bulu, and M. Loncar, “Integrated high-quality factor silicon-on-sapphire ring resonators for the mid-infrared,” *Applied Physics Letters* **102**, 051108 (2013).
- [156] X. Gai, Y. Yu, B. Kuyken, P. Ma, S. J. Madden, J. V. Campenhout, P. Verheyen, and R. Baets, “Nonlinear absorption and refraction in crystalline silicon in the mid-infrared,” *Laser and Photonics Reviews* pp. 1–11 (2013).
- [157] M. Muneeb, X. Chen, P. Verheyen, G. Lepage, S. Pathak, E. Ryckeboer, A. Malik, B. Kuyken, M. Nedeljkovic, J. V. Campenhout, G. Z. Mashanovich, and G. Roelkens, “Demonstration of Silicon-on-insulator mid- infrared spectrometers operating at 3.8 μm ,” *Optics Express* **21**, 11659–11669 (2013).
- [158] C. Grillet, P. Ma, B. Luther-Davies, D. Hudson, C. Monat, S. Madden, D. J. Moss, M. Brun, P. Labeye, S. Ortiz, and S. Nicoletti, “Low loss SiGe wave-

- guides in the MID-IR,” in “2013 Conference on Lasers and Electro-Optics - International Quantum Electronics Conference,” (Optical Society of America, 2013), p. CK 2 6.
- [159] M. Brun, P. Labeye, G. Grand, J.-m. Hartmann, M. Carras, and S. Nicoletti, “Low loss SiGe graded index waveguides for mid- IR applications,” *Optics Express* **22**, 11506–11515 (2014).
- [160] K. Hammani, M. a. Ettabib, A. Bogris, A. Kapsalis, D. Syvridis, M. Brun, P. Labeye, S. Nicoletti, and P. Petropoulos, “Towards nonlinear conversion from mid- to near-infrared wavelengths using Silicon Germanium waveguides,” *Optics Express* **22**, 9667 (2014).
- [161] P. Ma, D.-y. Choi, Y. Yu, X. Gai, Z. Yang, S. Debbarma, S. Madden, and B. Luther-davies, “Low-loss chalcogenide waveguides for chemical sensing in the mid-infrared,” *Optics Express* **21**, 5240–5245 (2013).
- [162] J. Mu and W.-P. Huang, “Simulation of three-dimensional waveguide discontinuities by a full-vector mode-matching method based on finite-difference schemes,” *Optics Express* **16**, 18152 (2008).
- [163] T. Wang, N. Venkatram, J. Gosciniaik, Y. Cui, G. Qian, W. Ji, and D. T. H. Tan, “Multi-photon absorption and third-order nonlinearity in silicon at mid-infrared wavelengths,” *Optics Express* **21**, 668–670 (2013).
- [164] $A_{5eff} = \sqrt{\frac{(\int \varepsilon |E|^2)^3}{\int \varepsilon^3 |E|^6}}$ et $A_{7eff} = \left(\frac{(\int \varepsilon |E|^2)^4}{\int \varepsilon^4 |E|^8} \right)^{1/3}$.
- [165] B. S. Wherrett, “Scaling rules for multiphoton interband absorption in semiconductors,” *Journal of Optical society of America B* **1**, 67–72 (1984).
- [166] D. Seo, J. M. Gregory, L. C. Feldman, N. H. Tolk, and P. I. Cohen, “Multiphoton absorption in germanium using pulsed infrared free-electron laser radiation,” *Physical Review B* **83**, 195203 (2011).
- [167] S. McNab, N. Moll, and Y. Vlasov, “Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides,” *Optics Express* **11**, 2927–39 (2003).

- [168] N. Le Thomas, R. Houdré, M. V. Kotlyar, D. O'Brien, and T. F. Krauss, "Exploring light propagating in photonic crystals with Fourier optics," *Journal of the Optical Society of America B* **24**, 2964 (2007).
- [169] N. Le Thomas, R. Houdré, L. Frandsen, J. Fage-Pedersen, a. Lavrinenko, and P. Borel, "Grating-assisted superresolution of slow waves in Fourier space," *Physical Review B* **76**, 035103 (2007).
- [170] R. Wagner, L. Heerklotz, N. Kortenbruck, and F. Cichos, "Back focal plane imaging spectroscopy of photonic crystals," *Applied Physics Letters* **101**, 081904 (2012).
- [171] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, and W. J. Tomlinson, "Extreme picosecond pulse narrowing by means of soliton effect in single-mode optical fibers." *Optics Letters* **8**, 289–91 (1983).
- [172] J. Zhang, Q. Lin, G. Piredda, R. W. Boyd, G. P. Agrawal, and P. M. Fauchet, "Optical solitons in a silicon waveguide," *Optics Express* **15**, 7682 (2007).
- [173] L. Yin, Q. Lin, and G. P. Agrawal, "Dispersion tailoring and soliton propagation in silicon waveguides," *Optics Letters* **31**, 1295 (2006).
- [174] A. Blanco-Redondo, C. Husko, D. Eades, Y. Zhang, J. Li, T. F. Krauss, and B. J. Eggleton, "Observation of soliton compression in silicon photonic crystals." *Nature communications* **5**, 3160 (2014).
- [175] D. J. Moss, R. Morandotti, A. L. Gaeta, and M. Lipson, "New CMOS-compatible platforms based on silicon nitride and Hydex for nonlinear optics," *Nature Photonics* **7**, 597–607 (2013).
- [176] J. S. Levy, A. Gondarenko, M. A. Foster, A. C. Turner-foster, A. L. Gaeta, and M. Lipson, "CMOS-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects," *Nature Photonics* **4**, 37 – 40 (2009).
- [177] J. Aitchison, D. Hutchings, J. Kang, G. Stegeman, and a. Villeneuve, "The nonlinear optical properties of AlGaAs at the half band gap," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33**, 341–348 (1997).

- [178] K. Dolgaleva, W. C. Ng, L. Qian, and J. S. Aitchison, “Compact highly-nonlinear AlGaAs waveguides for efficient wavelength conversion,” *Optics express* **19**, 1496–1498 (2011).
- [179] M. Pu, H. Hu, L. Ottaviano, E. Semenova, D. Vukovic, L. K. Oxenlowe, and K. Yvind, “AlGaAs-On-Insulator Nanowire with 750 nm FWM Bandwidth, -9 dB CW Conversion Efficiency, and Ultrafast Operation Enabling Record Tbaud Wavelength Conversion,” in “Optical Fiber Communication Conference Post Deadline Papers,” (Optical Society of America, 2015), p. Th5A.3.
- [180] U. D. Dave, B. Kuyken, F. Leo, S.-P. Gorza, S. Combrie, A. De Rossi, F. Raineri, and G. Roelkens, “Nonlinear properties of dispersion engineered InGaP photonic wire waveguides in the telecommunication wavelength range,” *Optics Express* **23**, 4650 (2015).
- [181] L. Carletti, P. Ma, B. Luther-Davies, D. Hudson, C. Monat, S. Madden, D. J. Moss, M. Brun, S. Ortiz, S. Nicoletti, and C. Grillet, “Nonlinear response of SiGe waveguides in the mid-infrared,” in “Proc. SPIE Photonics Europe,” , vol. 9133 (2014), vol. 9133, pp. 91330M–91330M–7.
- [182] L. Carletti, P. Ma, B. Luther-Davies, D. D. Hudson, C. Monat, S. Madden, D. J. Moss, M. Brun, S. Ortiz, S. Nicoletti, and C. Grillet, “Nonlinear optical properties of SiGe waveguides in the mid-infrared,” in “CLEO : 2014,” (Optical Society of America, 2014), p. SW3M.7.
- [183] L. Carletti, C. Grillet, R. Orobtchouk, T. Benyattou, P. Rojo-Romeo, X. Letartre, J. M. Fedeli, and C. Monat, “Experimental characterization of hydrogenated amorphous silicon photonic crystal waveguides,” in “CLEO : 2013,” (2013).
- [184] L. Carletti, C. Monat, M. Sinobad, P. Ma, Y. Yu, B. Luther-Davies, S. Madden, D. J. Moss, M. Brun, S. Ortiz, S. Nicoletti, and C. Grillet, “Mid-infrared ultra-short pulses nonlinear measurement of SiGe waveguides,” in “Group IV Photonics (GFP), 2014 IEEE 11th International Conference on,” (2014), pp. 25–26.