



**HAL**  
open science

# Optique nonlinéaire sur puce et application pour le traitement tout optique de l'information

Christelle Monat

► **To cite this version:**

Christelle Monat. Optique nonlinéaire sur puce et application pour le traitement tout optique de l'information. Optique / photonique. Université de Lyon, 2018. tel-02638927

**HAL Id: tel-02638927**

**<https://hal.science/tel-02638927>**

Submitted on 28 May 2020

**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.



## **Habilitation à diriger des recherches**

Soutenue publiquement le 15/11/2018, par :

**Christelle Monat**

---

# **Optique nonlinéaire sur puce et application pour le traitement tout optique de l'information**

---

Devant le jury composé de :

Alfredo DE ROSSI	Ingénieur de recherche Thalès TRT (HDR)	(Rapporteur)
Pierre-François BREVET	Professeur à l'Université Lyon I	(Rapporteur)
Jean-Emmanuel BROQUIN	Professeur des Universités Grenoble-INP	(Rapporteur)
Ségolène CALLARD	Professeur à l'École Centrale de Lyon	
Isabelle SAGNES	Directeur de Recherche CNRS-DR1 au C2N	
John DUDLEY	Professeur à l'Université de Franche-Comté	



# Plan

---

Résumé .....	7
Remerciements .....	9
Introduction .....	13
Préambule – Parcours et focus du manuscrit d’HDR .....	13
Contexte collaboratif associé aux travaux présentés dans ce manuscrit.....	13
Plan du manuscrit .....	14
Activités de recherche .....	17
Optique nonlinéaire intégrée pour le traitement tout optique de l’information sur puce.....	17
I. Motivation de l’optique nonlinéaire intégrée ou traitement tout optique de l’information sur puce ...	17
II. Effets nonlinéaires sur puce et stratégies de renforcement .....	29
II.1 Auto-modulation de phase – Introduction du paramètre nonlinéaire gamma.....	29
II.2 Différents types de nonlinéarités optiques.....	31
II.3 Choix de la plate-forme matériau et facteur de mérite nonlinéaire.....	32
II. 4 Renforcement des effets nonlinéaires par structuration du matériau.....	35
II.5 Optique nonlinéaire en cavité .....	37
II.6 Ingénierie de dispersion .....	37
II.7 Conclusion .....	40
III. Démonstration expérimentale du renforcement des effets nonlinéaires dans des structures à cristaux photoniques à modes lents.....	41
III.1 Guides d’onde à cristaux photoniques présentant des modes lents .....	41
III.2 Enjeux associés à la maîtrise des modes lents .....	42
III.3 Renforcement de l’auto-modulation de phase et de l’absorption nonlinéaire .....	44
III.4 Lumière lente et génération de troisième harmonique.....	45
III.5 Mélange à quatre ondes .....	47
III.6 Conclusion.....	49
IV. Quelques démonstrations d’applications d’optique nonlinéaire sur puce exploitant des modes lents .....	51
IV. 1 Fonctions de diagnostic de signaux rapides .....	51

IV. 2 Fonction de traitement tout optique de l'information à haut débit .....	55
IV. 3 Sources de paires de photon corrélées pour l'optique quantique .....	57
IV.4 Autres applications de l'optique nonlinéaire sur puce.....	59
IV.5 Conclusion.....	61
V. Au-delà de la photonique silicium pour l'optique nonlinéaire sur puce.....	63
V.1 Limites de la plateforme SOI.....	63
V. 2 Exploration de filières matériaux alternatives .....	64
V.3 Extension de la plate-forme Si CMOS vers d'autres gammes spectrales.....	75
V.4 La génération de supercontinuum sur puce : une jauge pour comparer différentes plateformes nonlinéaires.....	77
V.5 Conclusion.....	82
Perspectives .....	83
I. Structures hybrides pour l'optique nonlinéaire sur puce.....	83
I.1 Intégration hybride III-V/ Si pour les lasers.....	83
I.2 Structures III-V sur Si pour l'optique nonlinéaire sur puce .....	87
I.3 Structures hybrides à base de graphène sur semiconducteur.....	91
II. Exploitation des modes lents pour d'autres applications .....	96
III. Conclusion.....	98
Conclusion générale .....	99
Cours/ pédagogie .....	103
I. Activités au sein du département d'enseignement de physique.....	103
I.1 Tronc commun/ Approfondissement Physique et Chimie de la Matière (PCM) .....	103
I.2 Enseignement de troisième année à l'Ecole Centrale de Lyon - Option BIN .....	104
I.3 Enseignement niveau M2 dans le cadre du Master NSE.....	105
II. Autres activités d'enseignement antérieures à 2010.....	107
III. Activités de vulgarisation/ diffusion du savoir.....	108
Implication dans d'autres activités .....	109
I. Implication dans les activités collectives de l'école centrale de Lyon :.....	109
II. Implication à l'extérieur/ activités éditoriales.....	110
Annexe 1 - Projets .....	113

Annexe 2 - Encadrement doctoral .....	<b>Erreur ! Signet non défini.</b>
Annexe 3 - Publications les plus marquantes .....	117
Références .....	119



# Résumé

---

L'optique nonlinéaire sur puce pour le traitement tout optique de l'information apparaît comme une voie prometteuse pour des applications datacom, en permettant la réalisation de fonctions tout optique ultra-rapides pouvant traiter, rediriger, ou convertir des signaux lumineux haut débit, et sans conversion dans le domaine électrique. La réalisation de ces fonctions sur puce est également la promesse d'un rapprochement avec la microélectronique pour le développement de circuits optoélectroniques avancés et de liens optiques rapides intra- et inter-puces. Pour que ces fonctions aient un réel impact, cependant, leur consommation en puissance doit être abaissée. Cette contrainte représente un véritable défi compte tenu de la réponse nonlinéaire plutôt faible des matériaux usuels (qui requièrent ainsi une forte intensité lumineuse pour induire un effet notable) mais aussi des critères de compacité recherchés pour les composants nonlinéaires visés. Plusieurs clés permettent de tendre vers cet objectif, en jouant à la fois sur le matériau nonlinéaire, mais aussi la géométrie de la structure sous-jacente pour réaliser ces composants. Du point de vue de la géométrie, le confinement optique du mode dans des structures photoniques sub-micrométriques, l'exploitation de résonances ou semi-résonances (modes à faible vitesse de groupe) et le contrôle de la dispersion, constituent autant de leviers pour exalter les phénomènes nonlinéaires. Je présente ici un certain nombre de démonstrations marquantes associées à l'exploitation des modes lents dans des guides à cristaux photoniques ingénierés pour réaliser des fonctions nonlinéaires compactes (génération de paires de photons corrélés, démultiplexage temporel, diagnostic de signaux optiques rapides...). Du point de vue matériau, si nombre de démonstrations phares ont été réalisées sur plate-forme SOI dans le silicium cristallin, les limitations de ce dernier pour l'optique nonlinéaire aux longueurs d'onde télécom sont nombreuses (absorption nonlinéaire, génération de porteurs libres), freinant ou parfois même interdisant l'accès à certaines fonctions (génération de supercontinuum, peigne de fréquences, amplificateur paramétrique en continu...). Une migration vers le moyen IR (au-delà de  $2\mu\text{m}$ ) dans laquelle (1) les matériaux de la colonne IV ont des propriétés nonlinéaires plus favorables, et (2) les composés biochimiques ont une forte empreinte spectrale, constitue une première voie alternative d'exploration de l'optique nonlinéaire sur puce qui pourrait nourrir des applications dans le domaine de la santé, défense et environnement. A contrario, si l'on reste autour des longueurs d'onde télécom, d'autres filières matériaux apparaissent prometteuses, comme le silicium amorphe hydrogéné ou des semiconducteurs III-V à grand gap. Au lieu de remplacer complètement le SOI, une approche utilisant l'intégration hybride, où un matériau nonlinéaire est localement exploité en complément du silicium cristallin, mature et conservé pour le guidage, pourrait s'avérer être un compromis judicieux. Dans ce contexte, l'apport des matériaux 2D (existants sous forme de monofeuillets, tels que graphène et ses cousins) qui ont des propriétés complémentaires au SOI et peuvent être facilement intégrés en fin de procédé de fabrication, apparaît pertinente. Outre l'intérêt de sa réponse nonlinéaire (a priori beaucoup plus élevée que celle du silicium), les propriétés du graphène peuvent être contrôlées de manière statique ou dynamique, afin de réaliser des fonctions agiles et reconfigurables. Le graphène possède également une absorption saturable qui le rend intéressant pour la réalisation de lasers impulsionsnels, un autre composant clé pour la photonique intégrée. La réalisation de ces composants laser sur

puce n'est pas complètement disjointe des enjeux associés à l'optique nonlinéaire intégrée : ils offrent la perspective de contrôler directement sur puce, avec un signal optique de pompe adapté, l'ensemble des fonctions nonlinéaires d'un circuit pour le traitement tout optique de l'information. Le développement des microlasers sur silicium pouvant délivrer la puissance suffisante pour faire fonctionner ces composants, constitue en effet un point clé de cette thématique de recherche. Ici encore, l'exploitation de cristaux photoniques à modes lents pourrait apporter une solution intéressante à la miniaturisation de ces composants. Enfin, au-delà des applications mentionnées, l'exploration des nonlinéarités dans des architectures intégrées ouvre la voie d'un domaine de recherche en physique extrêmement riche et varié.

# Remerciements

---

Je tiens à remercier l'ensemble des membres, chercheurs, enseignants, ingénieurs, techniciens et personnels administratifs, de mes laboratoires d'accueil (EPFL, CUDOS et INL) ainsi que l'équipe de direction de l'INL passée et présente, Guy Hollinger, Catherine Bru Chevalier et Christian Seassal, et celle de l'Ecole Centrale de Lyon pour m'avoir permis d'effectuer ces travaux de recherche dans de bonnes conditions.

Je tiens à remercier mes rapporteurs Alfredo De Rossi, Pierre-François Brevet et Jean-Emmanuel Broquin, qui ont relu ce manuscrit avec attention et bienveillance, et plus généralement, l'ensemble des membres du jury comptant également Ségolène Callard, Isabelle Sagnes et John Dudley, pour les échanges scientifiques pertinents pendant la soutenance.

Je remercie nos collaborateurs du CEA-Leti, en particulier Jean-Marc Fédéli, Badhise Ben Bakir et Corrado Sciancalepore, pour un partenariat fructueux, ainsi que les puces de qualité issues de leurs salles blanches qui ont été à l'origine d'un certain nombre de démonstrations présentées dans ces pages, que ce soit pour le proche-IR ou le moyen-IR. Je remercie également nos collègues australiens (Barry et Steve à l'ANU, Arnan au RMIT, Dave à Swinburne, Darren à Macquarie...), pour les collaborations productives qui ont abouti au LIA France-Australie que l'INL est heureuse de coordonner aujourd'hui.

Je tiens à exprimer ma gratitude envers l'ensemble de l'équipe nanophotonique pour m'avoir offert un environnement de recherche agréable et stimulant au cours de ces huit dernières années. Je remercie en particulier Xavier, au gouvernail, avec qui j'ai eu le plaisir, sur le plan scientifique et humain, de co-encadrer un certain nombre de thèses au fil des ans, malgré ses supplications, incantations, implorations, adjurations (...) répétées pour me (nous) pousser à soutenir (enfin) cet HDR. Merci également à mes colocataires de bureau successifs : Ali, Pedro, Cécile et Lydie, avec qui j'ai (eu) le loisir de partager aléas et autres maux scientifiques bordant mon quotidien d'enseignant/chercheur.

Un grand merci à l'équipe de la plate-forme Nanolyon, Radek, Pierre, Brice, (et anciennement Céline) dirigée d'une main de fer par Jean-Louis Leclerc, sans qui l'INL ne serait qu'une fabrique de concepts sans mise en pratique. Merci également aux chercheurs des autres équipes d'apporter leurs expertises complémentaires, en particulier Geneviève, Claude et Philippe dans l'équipe Hétéroépitaxie et Nanostructures ainsi que Sébastien et Ian, dans l'équipe Conception. Ces contacts réguliers donnent lieu à des échanges constructifs parfois laborieux mais qui restent essentiels pour nous extraire de nos sentiers battus. Je voudrais également exprimer ma gratitude envers l'équipe de choc des secrétaires de l'INL, côté ECL, Bénédicte, Martine, Patricia, Emmanuelle, Sylvie et Thérèse, qui nous prêtent main forte pour les (nombreux) aspects qui dépassent nos compétences de chercheur ainsi que Laurent et Raphaël pour nous permettre de naviguer plus sereinement dans les eaux troubles de l'informatique.

Je suis particulièrement reconnaissante envers l'équipe d'enseignement de PCM (à laquelle j'associe nos collègues chimistes), où règnent l'entraide et la solidarité, pour son soutien via de nombreuses discussions et

débats réfléchis sur la physique et la pédagogie. L'ambiance décontractée autour de conversations légères et variées, parfois incongrues, autour d'un café matinal est également salvatrice après certains face à face devant les étudiants. Une pensée particulière pour Aziz, le roi du dépannage in extremis, et Brice qui allègent notre travail au quotidien, Yves, notre sage de l'étage, aux conseils avisés, toujours disponible et bienveillant, Ségolène, ma « grande sœur » photonicienne qui, menant tout de front, offre un modèle remarquable de superposition d'états sans effondrement pour nous tou.te.s, Bertrand, José, et Emmanuel, les trois mousquetaires de la physique dont les caractères très distincts en font des compagnons de route plaisants et sur qui l'on peut compter. Je finirai par un remerciement chaleureux envers Thérèse qui nous prête toujours une épaule maternelle et une oreille attentive, tout en dispensant généreusement son aide et ses remèdes, bien au-delà du cadre administratif.

Un grand merci à l'équipe GRAPHICS qui a accepté de faire partie du courageux équipage embarqué sur ce navire (galère ?) ambitieux ayant levé l'ancre en 2015 : Ségolène, Radek, Philippe, Pedro, Bertrand, Xavier, Christian, Sébastien ainsi que Tom, Jérémy, Malik et Pierre, sans oublier Bénédicte Martin, la co-pilote des projets européens.

J'ai une pensée spéciale pour Fabien et Jenn, le premier qui m'a régulièrement encouragée/ coachée pour gravir les marches, et la deuxième, sorte d'état intriqué de moi-même, pour ses nombreux témoignages de réconfort et sa présence aux moments décisifs, malgré nos chemins divergents depuis nos thèses...

Je terminerai en exprimant ma gratitude envers les post-doctorants (en particulier Romain, Cédric, Tom, Thierry et Said), devenus pour certains des pairs, qui restent motivés et passionnés malgré leur statut de chercheur trop précaire ainsi que les étudiants, la force vive du laboratoire, qui nous empêchent de nous reposer sur nos acquis par leurs questions stimulantes et parfois ardues. Par ordre chronologique de ces rencontres les plus marquantes : Matt, Bill, Majid, Luca, Zhen, Alexandra, David, Milan, Michele, Malik, Houssein, Jérémy, Pierre, Alberto et Rémi. J'ai pris beaucoup de plaisir à travailler avec chacun d'entre vous en qui j'ai pu apprécier des qualités diverses et variées que j'ai essayé de résumer, imparfaitement, en une formule concise ci-après. Je laisserai à chacun le loisir de se reconnaître (ou pas) dans l'un des qualificatifs plus ou moins bien trouvés qui suivent : la pile électrique, le sceptique, le mage, l'authentique enjoué et rayonnant, l'endurance candide, la zen-attitude, le minutieux (trop ?) serviable, le discret surprenant, le lanceur de débats, l'enthousiaste inventif, la force tranquille providentielle, le king Komb, le code-master, la locomotive « caterpillar » et le technologue hermitien. La science est, à votre image, plurielle et complexe. Sous ses multiples facettes, elle progresse tout en offrant un véritable remède contre l'ennui et la monotonie à celui qui la côtoie humblement quelque temps.

*À ma famille, mon père, ma mère, Christian et Solène...*



# Introduction

---

## Préambule – Parcours et focus du manuscrit d’HDR

Ma carrière scientifique s’est construite autour de la réalisation de composants nonlinéaires optiques intégrés pour l’émission et le traitement de signaux lumineux. Suite à ma thèse (2003) portant sur la réalisation de microlasers intégrés à base de cristaux photoniques et de boîtes quantiques effectuée à l’Ecole Centrale de Lyon, j’ai travaillé pendant deux ans (2004-2005) à l’EPFL dans le groupe d’Andrea Fiore sur la fabrication et caractérisation de sources à photons uniques en GaAs, pompées électriquement et émettant aux longueurs d’onde télécom. J’ai ensuite rejoint le groupe de Benjamin Eggleton (CUDOS, The University of Sydney) autour de la thématique optofluidique en 2005. A partir de 2007, j’ai obtenu une bourse du gouvernement australien pour travailler de manière plus indépendante, et toujours au sein de CUDOS, sur le renforcement des phénomènes d’optique nonlinéaire en exploitant des modes lents dans des cristaux photoniques. J’ai ensuite été recrutée comme Maître de Conférences à l’Ecole Centrale de Lyon fin 2010 sur un projet de recherche visant à développer l’optique nonlinéaire sur puce pour le traitement tout optique de l’information en exploitant des structures de matériaux hybrides. C’est cette dernière thématique de recherche et en particulier l’utilisation de cristaux photoniques pour exalter les effets nonlinéaires que j’ai choisi de détailler dans ce manuscrit.

## Contexte collaboratif associé aux travaux présentés dans ce manuscrit

Un certain nombre des travaux résumés dans ce manuscrit sont issus de mon post-doctorat à CUDOS (Université de Sydney) entre 2008 et 2010 et ont bénéficié de l’étroite collaboration pendant cette période avec l’université de St Andrews (groupe du Prof. Thomas Krauss) concernant le design et la fabrication de guides à cristaux photoniques à modes lents et ingénierie de dispersion en silicium cristallin.

Un grand nombre d’études ont également été rendues possibles par des collaborations nationales et internationales tissées après 2010. Le lien historique entre l’INL et le CEA-Leti a permis d’envisager l’exploitation de certaines structures (a-Si, SiGe/Si, S<sub>3</sub>N<sub>4</sub>) pour l’optique nonlinéaire sur puce, avec des écueils technologiques comme l’abaissement des pertes optiques et l’optimisation du couplage parfaitement maîtrisés. La thèse en cotutelle d’Houssein El Dirani entre l’INL et le CEA-Leti et l’accord de collaboration INL/ Leti, ont formalisé ces collaborations fructueuses.

A l’international, l’héritage de mon post-doctorat en Australie a généré des liens de collaboration étroits avec des laboratoires australiens, entretenus après mon retour en France : liens avec le RMIT (Melbourne) et l’équipe d’Arnan Mitchell (thèse de Milan Sinobad, séjour de Jochen Schröder en 2016, dépôt de projet européen Marie Curie de type COFUND visant au co-financement soutenu par l’Europe d’une dizaine de doctorants en cotutelle entre le RMIT et l’Ecole Centrale de Lyon), avec l’université de Swinburne (Melbourne) et l’équipe de David Moss, avec l’université de Sydney (groupe de Benjamin Eggleton), avec l’ANU (Canberra) et le groupe de Barry Luther Davies (thématique moyen IR). Ces collaborations ont été

formalisées par le biais du LIA France/ Australie AIPhFa créé en 2013 et renouvelé en 2018 sous la coordination de C. Grillet à l'INL.

Enfin, l'utilisation du graphène sur puce a débuté par des collaborations initiées par Pierre Viktorovitch avec l'institut Prokhorov en Russie, et le groupe d'Elena Obratsova (thèse cotutelle d'Alexandra Pavlova)

## Plan du manuscrit

La première partie (section I) commencera par une présentation des enjeux associés à l'optique nonlinéaire sur puce et le type de problèmes auxquels elle pourrait apporter des solutions pertinentes. J'expliquerai ensuite, dans la section II, comment renforcer les effets nonlinéaires sur puce pour réaliser des composants miniaturisés et à faible consommation en puissance, un réel problème dès que l'on mentionne les nonlinéarités d'ordre 3, typiquement faibles pour les matériaux usuels. A cet égard, le choix de la filière matériau et de la structure photonique représentent deux leviers majeurs pour exalter ces phénomènes. J'insisterai en particulier sur l'importance de contrôler la vitesse de groupe des modes optiques, ainsi que leur dispersion. Je présenterai dans la section III une synthèse des démonstrations marquantes que j'ai co-publiées sur le renforcement d'effets nonlinéaires sur puce dans des guides à cristaux photoniques ingénierés permettant l'existence de « modes lents » à faible dispersion. Je montrerai dans la section IV comment ces effets ont été utilisés dans diverses applications d'optique nonlinéaire allant du traitement tout optique de l'information à la réalisation de fonctions de diagnostic de signaux rapides sur puce, ou encore de la génération de paires de photons corrélés pour l'optique quantique. Enfin, je présenterai, dans la section V, un certain nombre de pistes pour aller au-delà de la photonique silicium CMOS dans le contexte de l'optique nonlinéaire sur puce, ce qui correspond à certains de mes projets de recherche en cours. En effet, compte tenu de la forte absorption nonlinéaire du silicium cristallin aux longueurs d'onde télécom, des matériaux alternatifs, (comme les semi-conducteurs III-V à grand gap, ou le silicium amorphe hydrogéné) avec des propriétés d'optique nonlinéaire supérieures apparaissent prometteurs pour la réalisation de fonctions nonlinéaires sur puce. A contrario, si l'on veut conserver la plateforme SOI ou ses dérivés, et tirer un meilleur parti de ses propriétés nonlinéaires, il est pertinent d'augmenter la longueur d'onde des signaux optiques avec lesquels on travaille. Les propriétés nonlinéaires de ces matériaux CMOS s'améliorent en effet dans la gamme spectrale au-delà de  $2\ \mu\text{m}$  (i.e. moyen-IR), fenêtre reconnue pour ses applications potentielles dans la défense, le contrôle de l'environnement, et les capteurs. Dans ce contexte, l'optique nonlinéaire représente une approche intéressante pour la réalisation de sources extrêmement large bande sur puce.

Suite à cet exposé de mes travaux, je donnerai un certain nombre de perspectives centrées sur le développement de technologies hybrides de matériaux, qui constitue une voie prometteuse pour l'optique nonlinéaire sur puce. Ces technologies continuent d'exploiter la maturité du silicium pour les fonctions passives, mais lui associent des matériaux mieux adaptés pour réaliser des fonctions complémentaires, comme des lasers, de manière beaucoup plus efficace. En réalité, les enjeux associés au développement de fonctions actives exploitant les propriétés d'émission ou bien l'effet Kerr ne sont pas complètement indépendants. D'une

part, les technologies développées pour les lasers s'avèrent également pertinentes pour la réalisation de fonctions nonlinéaires sur puce. D'autre part, l'émergence de circuits photoniques nonlinéaires sur puce est conditionnée par la création de lasers intégrés ayant des puissances et performances suffisantes pour exciter les fonctions nonlinéaires du circuit. Dans ce contexte, l'émergence de matériaux bidimensionnels (graphène et dérivés) offre une extension naturelle à la voie de matériaux hybrides sur puce en permettant d'intégrer un monofeuillet de matériau aux propriétés complémentaires au silicium sur des structures nanophotoniques réalisées sur semiconducteur pour renforcer l'interaction entre la lumière et le mono-feuillet. Tels sont les enjeux du projet GRAPHICS (2015-2020) dont je présenterai brièvement les objectifs vers la fin de la section perspectives.

Après cette description de mes activités de recherche, je donnerai un panorama de mon implication dans les activités d'enseignement, que ce soit au niveau de l'Ecole Centrale de Lyon, en tant que maître de conférences depuis 2010, ou bien dans le master NSE de l'université de Lyon. Je donnerai également un aperçu de mes expériences d'enseignement à l'étranger, pendant mes post-doctorats en Suisse et en Australie, qui donnent une vision un peu différente de la manière dont l'enseignement universitaire est pratiqué dans d'autres pays occidentaux.

J'ajoute également en annexe la liste de mes publications les plus marquantes, des projets de recherche que j'ai coordonnés, et des doctorants que j'ai (co-)encadrés à CUDOS et à l'INL, qui sont en lien avec les travaux présentés dans ce manuscrit, et sans lesquels ces recherches n'auraient pu être menées à bien.



# Activités de recherche

---

## Optique nonlinéaire intégrée pour le traitement tout optique de l'information sur puce

### I. Motivation de l'optique nonlinéaire intégrée ou traitement tout optique de l'information sur puce

Avant de présenter les techniques permettant d'exalter les phénomènes d'optique nonlinéaire sur puce, et la manière dont on peut les exploiter pour diverses applications, je donne dans cette première partie quelques idées sur la motivation et le contexte de ces travaux de recherche. Les applications sous-jacentes sont principalement orientées sur les technologies de l'information et de la communication. Sans remplacer la microélectronique, la photonique intégrée et l'optique nonlinéaire pourraient apporter des solutions à certains des problèmes que rencontrent ces infrastructures.

#### *Pourquoi l'optique nonlinéaire intégrée ? Enjeux de l'Internet haut débit*

La première motivation de l'optique nonlinéaire intégrée est liée au secteur des télécommunications. Le réseau Internet draine une quantité de données qui croît de manière exponentielle, avec un niveau de trafic annuel dépassant, fin 2016, le zettabyte ( $10^{21}$ ). Cette croissance vertigineuse est alimentée par le développement de nouveaux services continuellement proposés sur Internet (vidéo en streaming, téléphonie et vidéoconférence, broadcasting, télévision HD, video on demand, jeux en ligne, stockage de données délocalisé ou « cloud » etc...) et la multiplication des équipements connectés par usager (trois connections en moyenne par abonné [1]) avec une popularité croissante de l'internet mobile (smartphones, tablettes, objets personnels connectés, etc...). D'après les projections réalisées par Cisco, les volumes de données échangées sur Internet devraient continuer d'augmenter de 22% par an ces prochaines années, c'est à dire quasiment tripler entre 2015 et 2020, pour atteindre un trafic annuel 100 fois supérieur au trafic enregistré en 2005 [1]. L'infrastructure du réseau internet gérant ce trafic massif de données rencontre un certain nombre de difficultés, liées à la fois à l'encombrement croissant des équipements associés, mais également à leur consommation en énergie électrique, et par corrélation à leur émission de gaz à effet de serre ou empreinte carbone qui ne peut plus être ignorée [2]. En 2012, on estimait que le réseau de communication était responsable d'environ 2% de la consommation en électricité mondiale<sup>1</sup> [2,3,4,5] et que le secteur de l'information et des télécommunications (ICT) représentait 5% de la consommation en électricité dans les pays industrialisés [6]. Avec un taux d'accroissement annuel (10%/ an) plus rapide que celui de la consommation mondiale d'électricité (3%/ an), cette part relative de la consommation causée par le secteur ICT ne cesse d'augmenter [3] et pourrait atteindre 10% en 2025 si l'efficacité énergétique des infrastructures n'évolue pas (cf. Figure I.1) [5]. Le déploiement et

---

<sup>1</sup> Cette estimation a été faite en excluant la consommation des centres de données [2]. On notera néanmoins la forte disparité de ces évaluations recensées dans la littérature entre 10 et 100kWh/Gb en incluant les « end devices » [4]

la généralisation des accès hauts débits proposés aux usagers, qui devraient doubler, pour les technologies broadband, de 25Mbps à 48Mbps en moyenne entre 2015 et 2020 (cf. projections de [1]), ainsi que la popularité croissante de l'internet mobile [1], qui s'avère particulièrement gourmand en énergie, devraient accentuer encore davantage cette hausse de la consommation énergétique des télécommunications.

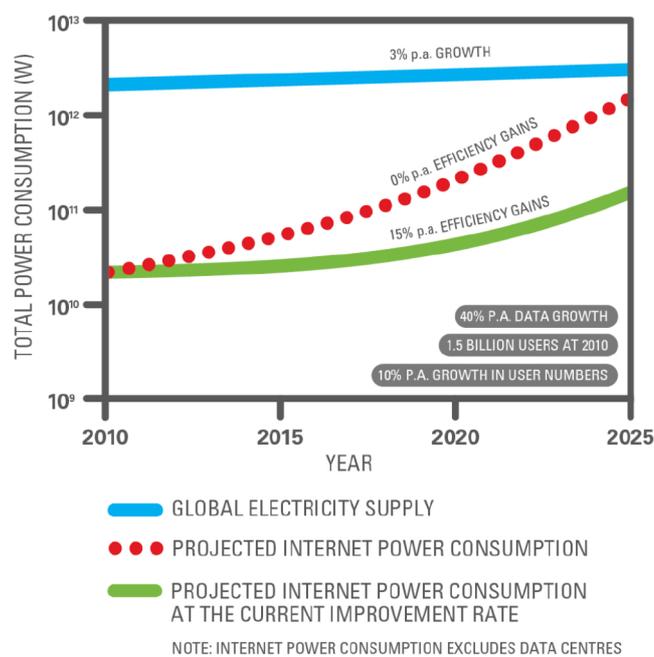


Figure 1.1 : Projection de croissance de la consommation en puissance d'internet dans les années avenir en supposant les taux de croissance actuels du trafic et du nombre d'utilisateurs. Extrait de [5].

S'il est illusoire de prétendre réduire la consommation totale du réseau Internet car ce dernier croît trop rapidement, on peut au moins, de manière plus pragmatique, s'interroger sur la manière d'améliorer son efficacité énergétique. Cela revient à augmenter la quantité de données pouvant être acheminée par quantum d'énergie consommée, ou en d'autres termes à diminuer l'énergie consommée par bit de donnée transportée ou traitée<sup>2</sup>. L'Europe a d'ailleurs légiféré sur un certain nombre de points pour essayer de rendre le réseau télécom plus économe en énergie. Ainsi, les équipements télécoms vendus en Europe doivent respecter un certain nombre de contraintes, et par exemple réduire la consommation en puissance lorsqu'ils ne sont pas utilisés (état de veille) ou adapter la vitesse de traitement lorsqu'ils sont peu utilisés. Notons qu'un rapport beaucoup plus optimiste publié en 2015 par le GeSi #SMARTer2030 ICT Solutions for 21st Century Challenges (suite au Smart H2020 report) estime que les économies d'énergie permises dans d'autres secteurs économiques par le développement des télécommunications devraient largement compenser la consommation de ces dernières. Il n'en reste pas moins que maîtriser la consommation énergétique des télécommunications fait partie des défis sociétaux du 21<sup>ème</sup> siècle pour assurer le développement durable de l'humanité.

<sup>2</sup> La puissance consommée (en watts) est égale à l'efficacité énergétique (en joules /bit) multipliée par le débit du trafic de données (en bit par seconde).

Certaines études visent à identifier les points du réseau les plus gourmands en énergie (groupe de R. Tucker, à l'université de Melbourne, par exemple). Le réseau peut être schématiquement divisé en sous-réseaux interconnectés d'échelle différente et acheminant l'information à plus ou moins grande distance : un réseau de cœur reliant les continents (comprenant un faible nombre de grands routeurs dans les centres de population principaux), un réseau métropolitain reliant les villes, et un réseau d'accès acheminant les données vers l'utilisateur (cf. Figure I.2). Ce dernier est très diversifié en termes d'infrastructure (wifi, DSL à travers les câbles de cuivre téléphoniques, fibres optiques chez certains abonnés...) et représente vraisemblablement la part du réseau qui consomme actuellement le plus d'énergie. A cet égard, on retiendra que le wifi ou internet mobile qui devient extrêmement populaire [1] consomme beaucoup plus de puissance que le réseau fibré dès que le taux d'accès chez l'abonné dépasse 10Mb/s [6], ce qui pourrait nuire à son déploiement généralisé. Cependant, au fur et à mesure que les débits augmentent, sous l'impulsion d'un volume croissant de données échangées, le réseau de cœur devrait finir par dominer la consommation totale d'énergie au-delà de 100Mb/s (cf. Figure I.3, qui représente la consommation par abonné en fonction du débit de données au niveau de l'abonné). Avec l'augmentation des débits, les volumes de données transitant par le réseau cœur devraient en effet augmenter, conduisant à une croissance significative du nombre et de la taille des équipements de routage redistribuant ces données dans le réseau cœur, et donc de leur consommation. Pour pallier cette croissance exponentielle de la consommation, de nouvelles technologies plus efficaces énergétiquement seront vraisemblablement développées et intégrées dans les équipements de nouvelle génération déployés pour faire face à la demande croissante. Dans le réseau de cœur, le « forward engine » (moteur d'expédition, assurant des tâches telles que lecture d'adresse, expédition de paquets de données vers sa destination, etc... nécessitant un traitement des paquets de données assez important) et le système de refroidissement apparaissent responsables de plus de la moitié de la consommation énergétique.

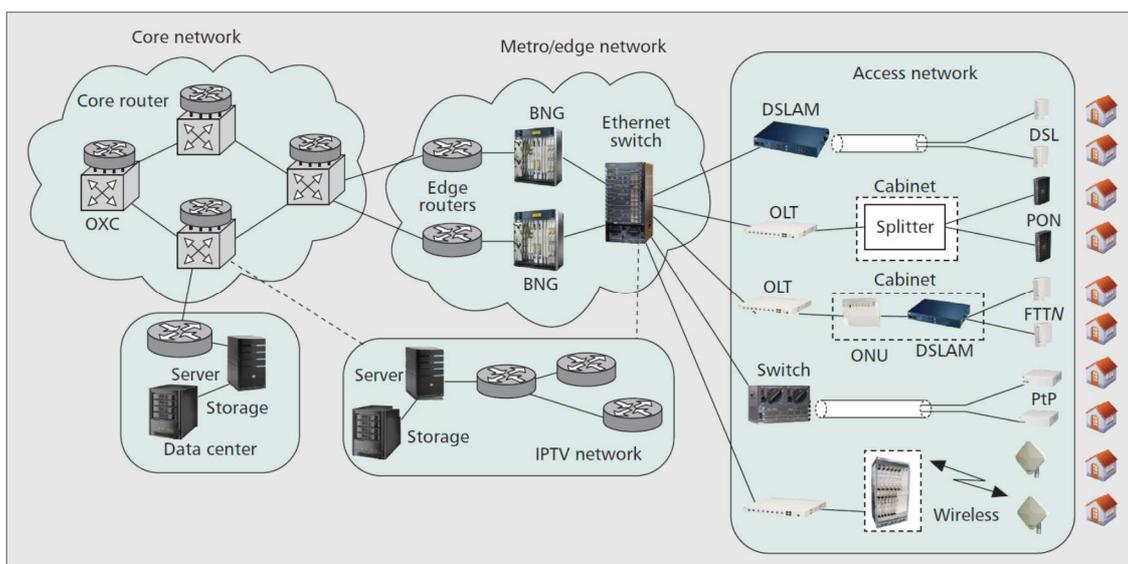


Figure I.2 : Structure schématique du réseau internet montrant les différents sous-réseaux (cœur, metro et accès à l'abonné) reliant des points de plus en plus proches. Différentes options pour le réseau d'accès sont également représentées, ainsi que des exemples de centres de données et de stockage. Tiré de [6].

Parmi les verrous permettant de réduire la consommation énergétique du futur réseau internet haut débit/ haute capacité, on peut souligner le rôle majeur des routeurs électroniques qui redirigent les données dans le réseau actuellement. Non seulement ces routeurs électroniques sont gourmands en énergie, mais pourraient provoquer localement des « bouchons », au niveau des nœuds de routage, en fonctionnant à des débits de données réduits par rapport aux capacités du réseau de transport d'information sur longue distance, alimenté par les fibres transcontinentales. Les données, transportées sous forme optique, nécessitent dans ces réseaux d'aiguillage d'être converties sous format électronique (et en sortie, converties à nouveau sous forme optique) avant d'être traitées électroniquement. Des systèmes de multiplexage/ démultiplexage sont également requis pour rendre les débits rapides de signaux transportés dans le réseau fibré (qui peuvent fonctionner en principe au-delà de 10Tb/s) compatibles avec les systèmes de traitement de l'information électroniques (limités à quelques 10Gbit/s, au grand maximum à 100Gbit/s). Ces composants intermédiaires, à l'interface des domaines optiques/électroniques, viennent augmenter la consommation énergétique des systèmes électroniques de traitement de l'information. Une solution pourrait-elle être de manipuler directement l'information dans le domaine optique, par l'intermédiaire de routeurs tout optiques [7] ? Si les technologies tout optiques possèdent un avantage certain en termes de rapidité (au moins 3 ordres de grandeur par rapport aux systèmes électroniques), abaisser leur consommation énergétique reste cruciale pour ces applications.

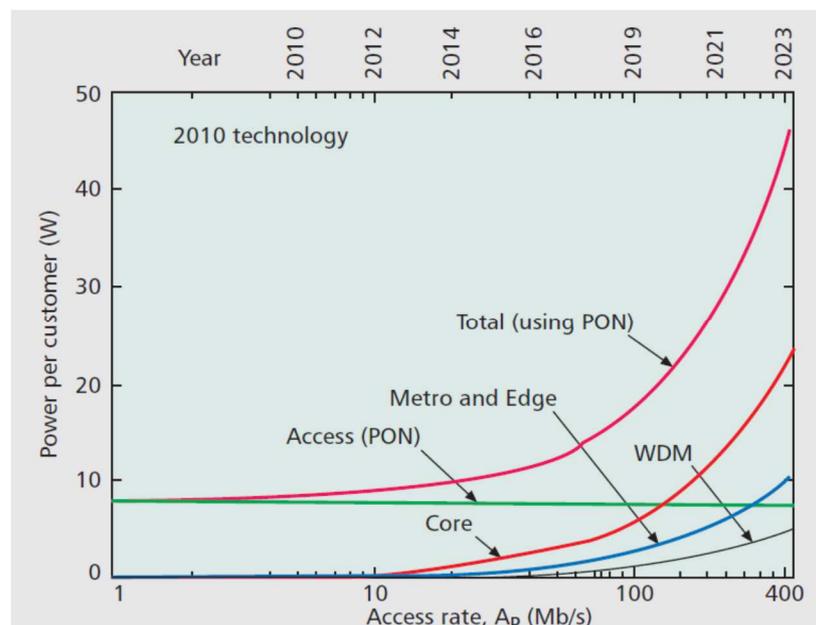


Figure I.3 : Différentes contributions à la consommation en puissance (par abonné) de l'infrastructure du réseau internet en fonction du taux de données d'accès. Les estimations sont basées sur les technologies de 2010. Les années sont calculées en supposant une croissance annuelle des débits de 40%. Tiré de [6].

Un article de R. Tucker a étudié et comparé les consommations énergétiques de deux systèmes de traitement de l'information, l'un électronique et l'autre optique. A première vue, un système électronique, grâce à l'intégration de fonctions CMOS dans un circuit microélectronique, est imbattable du point de vue consommation en énergie. L'énergie de commutation de composants électroniques élémentaires est en effet de l'ordre de 1aJ/bit contre 1pJ/bit pour les composants optiques équivalents, réalisés avec les technologies actuelles (cf Figure I.4). Cette faible consommation résulte de plus de quarante ans d'efforts initiés dans les années 70 pour intégrer monolithiquement et en haute densité un nombre croissant de composants (en particulier transistors) électroniques toujours plus compacts issus des technologies et fonderies CMOS, ainsi que de la faible puissance nécessaire pour commuter le composant élémentaire de ces circuits -le transistor- entre ses deux états ON/ OFF. Notons que cette consommation énergétique atteint toutefois un pallier plus élevé, de l'ordre de 1fJ/bit, dès lors que l'on inclue les pertes le long des pistes métalliques qui dissipent de l'énergie par échauffement (cf Figure I.4).

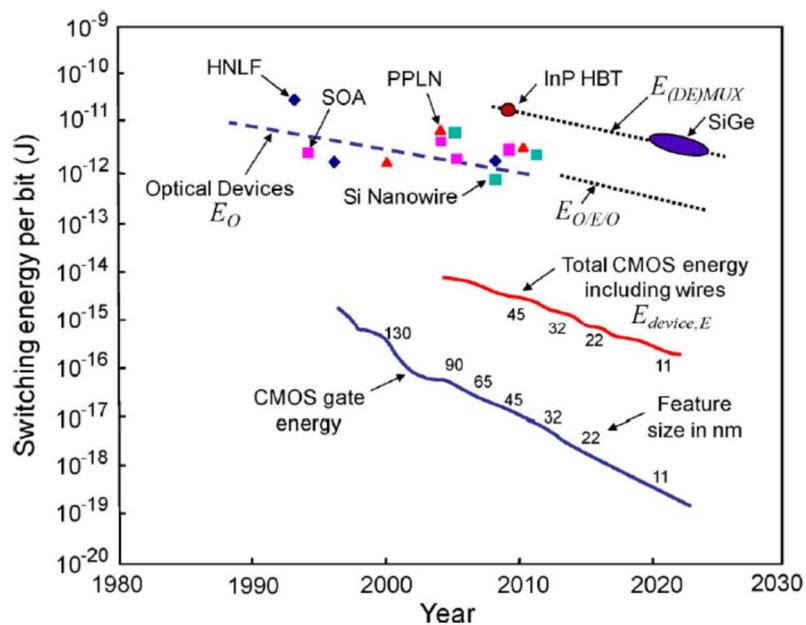


Figure I.4 : Energie de commutation associée à des technologies électroniques CMOS et de quelques technologies optiques (HNLF, highly nonlinear fibers, SOA, semiconductor optical amplifier, PPLN, periodically polled lithium niobate). Les consommations de (dé-)multiplexeurs et convertisseurs O/E/O, nécessaires au fonctionnement de systèmes électroniques de routage sont également indiquées, ainsi que la consommation d'un circuit CMOS en incluant la dissipation dans les pistes métalliques. Extrait de [8].

Puisque l'information dans le réseau de communication est véhiculée optiquement, comparer la consommation des deux systèmes de traitement de données implique de considérer des entrées/sorties optiques dans les deux cas. Une analyse plus réaliste de la consommation d'un système électronique nécessite ainsi

d'inclure la contribution des fonctions auxiliaires permettant de changer le domaine (optique vers électronique et inversement) dans lequel sont codées les données ainsi que leur débit, qui est a priori supérieur à la fréquence d'horloge du circuit de traitement électronique. Concernant le système optique, l'estimation énergétique inclut à la fois celle d'une fonction nonlinéaire clé (où la commutation est par exemple effectuée via de la conversion de fréquences dans un système  $\chi^{(2)}$  (PPLN) ou  $\chi^{(3)}$ ) mais également la consommation des composants auxiliaires actifs du système, tels que des amplificateurs optiques nécessaires pour fournir les niveaux de puissance adéquats pour les signaux optiques en entrée et en sortie de la fonction nonlinéaire (ainsi que des filtres optiques pour se débarrasser du signal optique de pompe). Notons également qu'à l'inverse des systèmes électroniques, l'énergie perdue dans les interconnexions optiques reste faible, alors que cette dissipation domine la consommation énergétique dans les circuits électroniques rapides (cf. Figure I.4).

Ainsi, en ajoutant d'une part l'énergie dissipée dans les interconnexions électroniques (et la puissance nécessaire pour refroidir les systèmes qui s'échauffent à cause de cette dissipation d'énergie), ainsi que les systèmes de conversion électro/optique et de multiplexage/ démultiplexage, les systèmes optiques pourraient devenir compétitifs dans certains cas [8]. Ces estimations semblent donner l'avantage à l'optique pour (1) des débits de données élevés, et (2) un petit nombre (<100) d'opérations réalisées sur ces données (cf. Figure I.5). En effet, un système optique a une consommation indépendante des débits car il nécessite une source d'énergie (le signal optique amplifié et l'énergie pour activer la nonlinéarité du système) continue et ininterrompue, mais il peut fonctionner beaucoup plus vite, ce qui est son principal intérêt. La consommation par bit de donnée tend donc à diminuer lorsque l'on traite optiquement des signaux haut débit. A l'inverse, la consommation énergétique d'un système de traitement de l'information entièrement électronique a une consommation énergétique dominée par les opérations de commutation des transistors (ou plus généralement l'énergie consommée pour charger/ décharger les capacités des transistors et interconnexions métalliques, cette dernière contribution étant prédominante), qui est (en joule/ bit) indépendante de la fréquence<sup>3</sup> et reste extrêmement faible. Les opérations de multiplexage/ démultiplexage (qui limitent éventuellement le niveau des débits pour les données d'entrée), et de conversions E/O et O/E dominent finalement la consommation globale du système électronique de routage (cf. Figure I.5), et ces opérations sont d'autant plus rentables à réaliser d'un point de vue énergétique que le nombre de traitement/ opérations à effectuer sur les bits de données converties est important. L'optique, et le traitement tout optique de l'information pourraient ainsi avantageusement non pas remplacer, mais compléter les systèmes électroniques, pour certaines applications, lorsque les manipulations à faire sur les données sont peu nombreuses, et que ces données transitent à très haut débit (>1THz), par exemple dans le réseau cœur des futurs systèmes de télécommunications haut débit. Dans ce cas, il apparaît pertinent de conserver et traiter directement les données sous forme optique. Augmenter l'efficacité énergétique des composants optiques est bien entendu un facteur clé pour élargir le domaine d'application des systèmes optiques pour le traitement de l'information et les technologies de routage. La figure I.5 illustre en effet que l'optique devient avantageuse pour un plus grand nombre d'opérations à réaliser lorsque l'on

---

<sup>3</sup> Seule l'énergie dynamique est considérée ici, qui domine à des fréquences supérieures à 1GHz. La situation serait différente en considérant l'énergie statique dissipée dans les courants de fuite des composants électroniques, qui elle, diminue avec la fréquence.

considère une efficacité énergétique de 0.2pJ/bit au lieu de 1pJ/bit. L'intégration photonique pourrait-elle être la clé de cette réduction ?

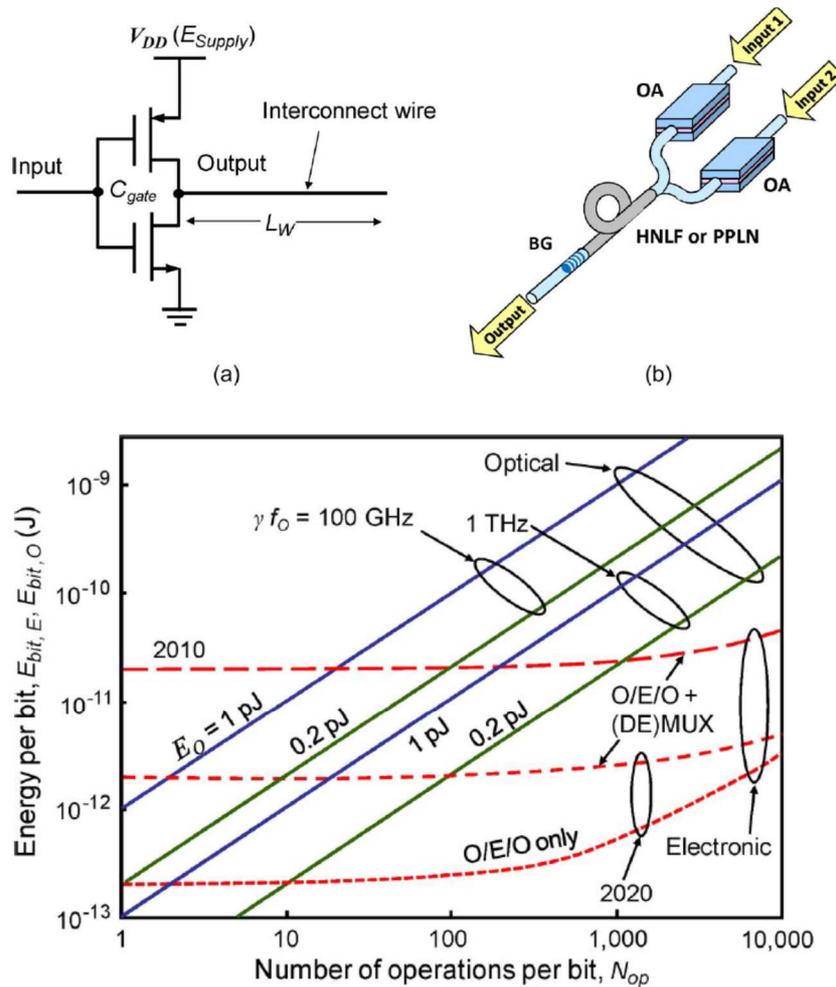


Figure 1.5: Energie par bit traité en fonction du nombre d'opérations par bit. Les lignes continues diagonales correspondent à la consommation énergétique des systèmes optiques pour des débits de données de 100GHz et 1THz et en considérant une consommation élémentaire (/bit) de 1pJ et 0.2pJ. Les lignes discontinues donnent les consommations énergétiques de circuits électroniques incluant des (dé)multiplexeurs et des circuits de conversions O/E/O sur les entrées et sorties, avec une technologie de 2010 ou de 2020. Extrait de [8].

L'optique nonlinéaire pourrait donc jouer un rôle sur les futurs réseaux télécom haut débit, en remplaçant l'électronique pour certaines fonctions, évitant localement des coûts énergétiques inutiles liés à la conversion de données devant être rendues compatibles avec les systèmes électroniques. En réalité, cette intégration de fonctions optiques et électroniques a déjà débuté. Un certain nombre de sociétés (Luxtera, Kotura) réalisent des câbles optiques actifs permettant d'augmenter les débits de données échangées entre les différents racks des centres de données, et augmentant la compacité des équipements. Pousser plus avant l'intégration de fonctions optiques pourrait être avantageuse. Gardons néanmoins à l'esprit que dans les systèmes optiques de routage, la densité devrait vraisemblablement être beaucoup ( $10^6\times$ ) plus faible que dans un système

électronique puisque la taille d'un composant optique est trois ordres de grandeur plus élevée que celle d'un transistor et que la densité de puissance sur la puce est de toute façon limitée [8].

#### *Augmentation des débits de données dans le réseau internet et implication pour le traitement de l'information*

Pour assurer une augmentation du taux d'accès de connexion chez l'utilisateur, les technologies de télécommunications ont œuvré pour (et continue de) paralléliser au maximum le transport d'information le long des réseaux fibrés intercontinentaux. Pendant longtemps, le standard WDM permettait de coder l'information en parallèle sur différentes longueurs d'ondes indépendantes, amplifiées par les répéteurs à base de fibres dopées Erbium (sur la bande C 1530-1560nm). Des méthodes complémentaires pour coder l'information en exploitant également la polarisation, ainsi que des variations d'amplitude et de phase du signal optique pour les formats de modulation avancés (DQPSK, QAM) lui ont maintenant succédé. Ces techniques, qui permettent de transporter davantage de données le long d'une fibre, complexifient également les circuits d'émission et de réception, avec en particulier des systèmes de détection cohérente indispensables pour extraire l'information en sortie. La communauté scientifique explore également la possibilité d'utiliser des fibres multimodes pour transporter plus d'information par seconde dans le réseau. Il s'agit en définitive d'augmenter les débits (bit/s) sans augmenter la fréquence temporelle (baud rate) transmise le long des fibres au-delà d'un taux de modulation (100Gbaud) que les équipements (opto-)électroniques ne pourraient plus gérer.

Les futures technologies assurant le traitement de l'information devront être compatibles avec ces nouveaux standards de formats de données, qui introduisent de nouvelles contraintes. En particulier, il s'agit de concevoir et réaliser des fonctions de traitement de l'information à large bande passante, qui puissent traiter les données indépendamment de leur format et débit. L'optique non linéaire intégrée répond à ce cahier des charges, car elle permet de réaliser des fonctions de traitement de l'information transparentes au format et débit des données et apparaît, dans ce sens, une solution pertinente pour ces applications. Un autre avantage de ce type de technologie pour les télécommunications serait la mise en place d'un réseau de communication évolutif qui pourrait gérer des débits plus élevés que ceux adoptés au moment où ces infrastructures sont déployées.

#### *Enjeux liés au développement des microprocesseurs*

Un autre secteur économique pourrait bénéficier de ces avancées technologiques. Il s'agit des microprocesseurs. Ces derniers possèdent un rôle moteur dans la tentative de convergence entre la photonique et la microélectronique. Les ordinateurs ont largement bénéficié de la course à l'intégration de transistors électroniques fabriqués sur les lignes CMOS, largement rentabilisées, et exploitant la filière silicium. L'industrie microélectronique a suivi inexorablement, pendant quarante ans, sous l'impulsion de l'ITRS (International Technology Roadmap for Semiconductors), la loi de Moore, sorte de loi auto-prédictive qui fournissait une feuille de route pour doubler le nombre de transistors par puce tous les deux ans, synonyme d'augmentation des performances des nouvelles générations d'ordinateurs. Mais depuis 2004, l'augmentation des performances des microprocesseurs a été ralentie par un arrêt de l'augmentation de la fréquence d'horloge (cf. Figure I.6), et remplacée par une augmentation et fragmentation des fonctions sur différentes puces (multi-

core processor contenant, typiquement, 4 et 8 puces dans les ordinateurs et smartphones actuels) [9]. Si, intrinsèquement, les transistors peuvent commuter d'un état ON à un état OFF très rapidement, les puissances dissipées par les pistes métalliques reliant les points les plus distants d'une puce électronique sur les niveaux supérieurs, sont loin d'être négligeables dans un microprocesseur lorsque les fréquences deviennent trop importantes (>10GHz). L'énergie dépensée pour refroidir ces puces ne l'est pas non plus. La puissance dissipée et l'échauffement en résultant posent un frein à l'intégration de composants sur une même puce. Ces effets négatifs (consommation énergétique et puissance dissipée) augmentent avec la fréquence d'horloge utilisée dans les microprocesseurs. Ainsi, à l'image des problèmes escomptés dans le réseau internet, les microprocesseurs pourraient bien connaître une sorte de crise de bande passante, mais à plus courte distance.

Aujourd'hui, la loi de Moore et la réduction de taille des transistors élémentaires touche à sa fin (en deçà de 10nm, des effets quantiques électroniques devraient commencer à se faire sentir). Ce constat pousse le secteur microélectronique à développer de nouvelles approches technologiques et à rechercher de nouveaux paradigmes (ordinateurs quantiques ou neuromorphiques), ou de nouveaux matériaux (spintronique par exemple) pour promouvoir des puces toujours plus performantes [9]. La diversification des puces microélectroniques intégrées dans les objets connectés et mobiles apportent aujourd'hui leur propre cahier des charges, imposant aux industriels de concevoir des solutions innovantes pour économiser l'énergie.

Face au problème d'échauffement et de bande passante des microprocesseurs, une des solutions actuellement envisagées est de remplacer certains liens électriques par des liens optiques (entre puces ou intra-puce) ne dissipant pas d'énergie, et a priori illimités en termes de bande passante. Cette situation constitue un deuxième facteur motivant l'intégration de fonctions optiques et électroniques dans un même système. Fin 2015, un pas dans cette direction a été franchi : un consortium américain a démontré qu'un microprocesseur et une mémoire électronique pouvaient rapidement et efficacement communiquer en utilisant un émetteur et un récepteur optiques intégrés sur les puces électroniques. La partie active du système optique (modulateurs à base de micro-anneaux en silicium), pilotée par les transistors, était réalisée dans la même couche de silicium que les transistors eux-mêmes. Surtout, un système de feedback sophistiqué permet aux composants optiques de continuer à fonctionner alors même que l'échauffement produit par le microprocesseur est susceptible d'affecter leur performance, en désalignant les résonateurs optiques au signal reçu/ émis. Ce tour de force a été réalisé en utilisant les mêmes procédés de fabrication CMOS et règles de design pour les circuits optiques et microélectroniques. Même si certains composants optiques (comme le laser et les liens entre puces) restent encore externes dans ce démonstrateur, cela montre la convergence entre ces deux technologies et les performances accrues résultant de leur co-intégration.

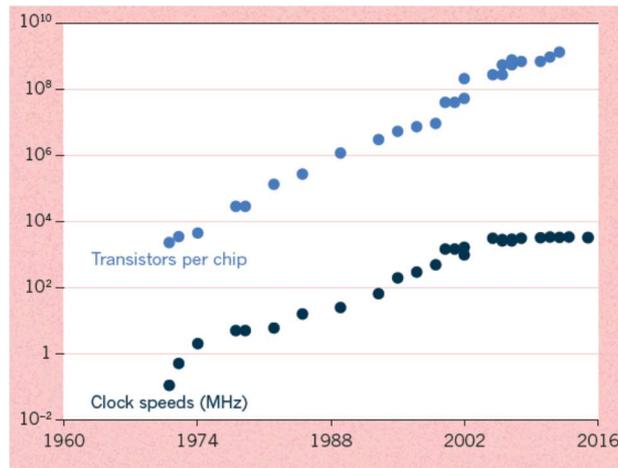


Figure I.6 Illustration de la loi de Moore qui montre que le nombre de transistors par microprocesseur (une estimation de la puissance de calcul) double tous les deux ans. Dans le même temps, la fréquence d'horloge (taux d'exécution des instructions) a continué d'augmenter jusqu'en 2004 lorsque la vitesse a été bloquée pour limiter la chaleur produite. Extrait de [9].

#### Quel cahier des charges pour l'optique nonlinéaire intégrée ?

Comme le démontre l'exemple précédent, la photonique silicium devient extrêmement mature pour transporter l'information par voie optique dans des guides d'onde compacts et à faible pertes, indépendamment des débits de données, et la détecter sur puce (détecteur de la filière SiGe en particulier). De nombreux progrès ont également été réalisés dans le domaine des lasers qui peuvent être intégrés sur puce en combinant des matériaux III-V (techniques de collage par ex) sur silicium, ou des modulateurs électro-optiques pouvant commuter à la dizaine de GHz. Pour aller plus loin, et faire réellement du traitement tout optique de l'information sur puce, c'est-à-dire réaliser des fonctions où un signal optique contrôle un deuxième signal optique, de manière très rapide, il faut exploiter des phénomènes d'optique nonlinéaire sur plate-forme intégrée. Les enjeux associés à ce type de technologie sont de taille : la compacité d'une part et la consommation en énergie évoquée plus haut, d'autre part. Si les effets nonlinéaires (par ex de type Kerr optique, cf. section II.1 et II.2) peuvent être quasi-instantanés donc compatibles avec des signaux optiques à haut débit, ils sont néanmoins associés à un effet du 2<sup>ème</sup> ordre ou du 3<sup>ème</sup> ordre de la matière en réponse au champ électrique auquel elle est soumise. Ils nécessitent donc, ou bien des puissances lumineuses élevées (le premier effet nonlinéaire a été observé en 1961 avec l'avènement des lasers [10]), ou bien des longueurs effectives importantes, puisque les phénomènes nonlinéaires peuvent s'accumuler au fur et à mesure de la propagation du signal optique le long du matériau nonlinéaire (en présence des bonnes conditions, cf. accord de phase...).

L'intégration optique et l'optique nonlinéaire apparaissent, à première vue, s'excluent mutuellement, puisque intégration implique miniaturisation donc raccourcissement des distances, le long desquelles se développent les phénomènes nonlinéaires. Pourtant, l'intégration photonique apporte un certain nombre d'atouts vis-à-vis de l'optique nonlinéaire, qui viennent compenser ce paradoxe apparent. Le premier atout est

le confinement optique. Ainsi, en réalisant sur la filière SOI à fort contraste d'indice, des guides d'onde de section extrêmement ténues ( $<0.1\mu\text{m}^2$ ), on peut confiner 1 watt de puissance dans une section de matériau beaucoup plus petite que dans une fibre optique par exemple, ce qui vient immédiatement renforcer la densité d'énergie optique par unité de surface, et par suite, l'interaction entre la lumière et la matière donc la réponse nonlinéaire de cette dernière. Le deuxième atout est lié à la possibilité d'ingénierer la dispersion d'un guide beaucoup plus facilement que dans une fibre optique grâce au fort contraste d'indice associé au guide. Ceci permet d'obtenir une dispersion dominée par la géométrie (donc ajustable par le biais du design) plutôt que par le matériau (fixe). La plupart des phénomènes nonlinéaires nécessitent des conditions d'accord de phase spécifiques entre les différents signaux optiques de longueurs d'onde différentes interagissant entre eux. Cette possibilité est donc essentielle pour augmenter l'efficacité des phénomènes nonlinéaires, et faire en sorte qu'ils soient « à large bande passante », ou en d'autres termes, transparents vis-à-vis de la longueur d'onde pour accommoder des débits de données élevés. Cela permet également d'avoir des composants pouvant fonctionner pour des écarts en longueurs d'onde importants entre le signal de contrôle et le signal manipulé. La possibilité de parallélisme dans le traitement tout optique de l'information s'offre alors (compatibilité avec le WDM par exemple), se traduisant par une augmentation directe des débits de données traitées. Enfin la capacité de créer des semi/résonances et résonances pour augmenter les longueurs effectives, en réalisant des microrésonateurs sur puce à haut facteur de qualité ou bien des guides permettant de ralentir la vitesse de propagation de la lumière constituent le dernier levier conférant à l'optique intégrée la promesse d'une réduction des dimensions et de la consommation en énergie des fonctions nonlinéaires sur puce. Bien entendu, le choix de la structure est tout aussi important que celui de la plate-forme matériau. En jouant sur les deux niveaux, on devrait pouvoir atteindre des objectifs raisonnables en termes de compacité des composants et de puissance pompe nécessaire, pour rendre cette dernière compatible avec les niveaux de puissance émises par un laser intégré sur puce. Je présenterai et discuterai au fil de ce manuscrit de ces différents choix et différents leviers, concernant à la fois la structure géométrique et photonique, d'une part, et celle du matériau, d'autre part, pour transformer l'optique nonlinéaire intégrée d'un rêve de physicien au quotidien de l'ingénieur, ou d'une curiosité de laboratoire à un composant avec une véritable visée applicative.



## II. Effets nonlinéaires sur puce et stratégies de renforcement

Les effets nonlinéaires évoqués ici sont associés aux nonlinéarités du 3<sup>ème</sup> ordre dans l'expansion en série de Taylor de la réponse en polarisation électronique du matériau [11]. Ces effets sont en général négligeables, à moins d'augmenter l'intensité lumineuse dans le matériau. A titre d'exemple, les nonlinéarités dans les fibres optiques en silice apparaissent pour des puissances incidentes de ~1W (ou 100mW) injectées dans des fibres de 1km (10km) de long. Pour exploiter ces effets sur puce, i.e. dans des composants compacts, et réaliser des fonctions présentant une consommation en puissance acceptable, le défi consiste à les exalter. Un enjeu important serait de rendre ces puissances compatibles avec celles qui peuvent être délivrées sur puce par des composants laser intégrés (aujourd'hui ~qq 10mW en continu).

Dans cette partie II, j'introduirai d'abord certains paramètres clés décrivant l'efficacité d'une structure guidante à produire des effets nonlinéaires et permettant de comparer différentes plateformes. Je donnerai également un aperçu des différents types de nonlinéarités qui peuvent être exploitées pour les applications visées en télécom/ datacom, en précisant leurs grandeurs caractéristiques, pour clarifier le contexte de mes travaux de recherche. Je présenterai enfin quelques pistes permettant le renforcement de ces effets nonlinéaires, en jouant à la fois sur le choix du matériau, mais aussi sur celui de la structure photonique.

### II.1 Auto-modulation de phase – Introduction du paramètre nonlinéaire gamma

Parmi les différents effets associés aux nonlinéarités d'ordre 3, l'auto-modulation de phase est un phénomène relativement aisé à mettre en évidence pour estimer la signature de la réponse nonlinéaire de la structure étudiée. Cet exemple d'effet nonlinéaire permet également de comprendre et présenter les leviers principaux donnant lieu à un renforcement des phénomènes nonlinéaires dans des structures guidantes. Elle apparaît lorsqu'une impulsion lumineuse de puissance incidente  $P_0$  est injectée dans une structure guidante nonlinéaire de longueur effective  $L_{eff}$ . Elle se manifeste par un « chirp » de l'impulsion en sortie de guide, c'est à dire par un décalage de phase (maximum<sup>4</sup>) donné par  $\Phi_{max} = \gamma P_0 L_{eff}$ , directement mesurable via l'élargissement spectral du spectre optique de l'impulsion. Dans cette expression, le paramètre nonlinéaire  $\gamma$  défini comme  $\frac{n_2 \omega}{c A_{eff}}$  caractérise la réponse nonlinéaire du guide à la longueur d'onde  $\lambda$  (ou fréquence associée  $\omega$ ) du signal optique. L'aire du mode excité dans le guide est donnée par  $A_{eff}$ ,  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide et  $n_2$  est l'indice nonlinéaire (ou indice Kerr optique) du matériau tel que son indice est modifié par une intensité lumineuse  $I$  d'une grandeur égale à  $\Delta n = n_2 I$ . L'expression du paramètre  $\gamma$  montre que la réponse nonlinéaire d'une structure guidante est renforcée par unité de longueur et par unité de puissance incidente si l'on augmente la réponse nonlinéaire ( $n_2$ ) du matériau, et/ou si l'on confine le mode optique dans une section réduite. Si l'on compare donc la situation entre la fibre optique monomode en silice et un guide monomode en SOI, le paramètre nonlinéaire  $\gamma$  est de l'ordre de ~0.001/W/m (ou ~0.01/W/m dans des fibres hautement nonlinéaires avec un cœur spécial) contre quelques 100/W/m pour le guide SOI, c'est-à-dire plus de 5 ordres de grandeurs supérieur dans le deuxième cas. Ceci est la conséquence directe de l'augmentation de l'indice

---

<sup>4</sup> Le déphasage nonlinéaire varie de manière instantanée, proportionnellement à l'enveloppe de l'impulsion  $P(t)$ . Il est donc maximum au centre de l'impulsion, là où la puissance pic est la plus élevée

nonlinéaire ( $n_2(\text{Si})=100\times n_2(\text{SiO}_2)^5$ ) et du confinement du mode optique (3 ordres de grandeurs sur  $A_{\text{eff}}$ ) sur la plate-forme intégrée en silicium [12,13].

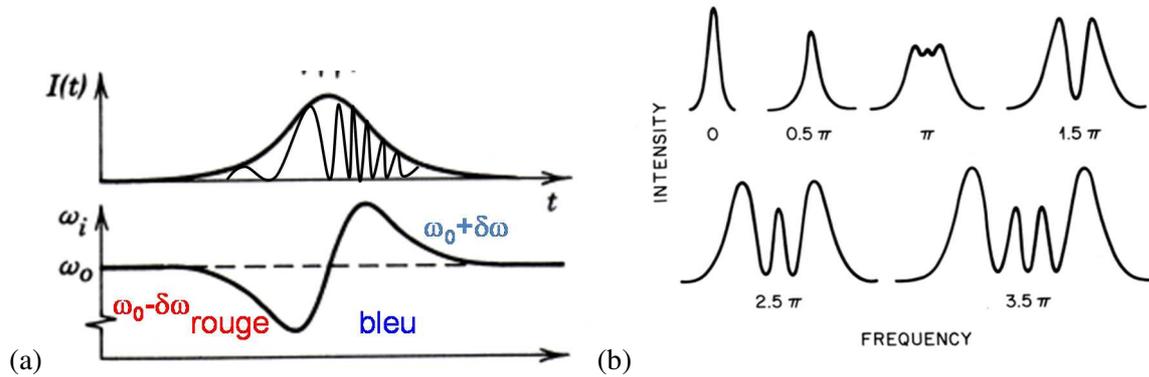


Figure II.1 : Représentation schématique de l'effet d'auto-modulation de phase sur (a) l'enveloppe temporelle et la fréquence instantanée de l'impulsion et (b) le spectre d'une impulsion lumineuse de profil en intensité  $I(t)$  gaussien et de fréquence centrale  $\omega_0$ . Les nouvelles fréquences générées sont temporellement réparties à l'avant de l'impulsion et à l'arrière, pour les fréquences décalées respectivement vers le bleu et le rouge par rapport à la fréquence centrale  $\omega_0$  de l'impulsion incidente. L'enveloppe temporelle est inchangée par effet Kerr tandis que le spectre de l'impulsion est élargi et modulé par la création de ces nouvelles fréquences au fur et à mesure que la puissance de l'impulsion augmente. Les différents spectres de (b) illustrent l'élargissement spectral obtenu pour un décalage de phase nonlinéaire augmentant entre 0 et  $3.5\pi$ . Adapté de [13].

Le décalage de phase se traduit par un glissement de la fréquence instantanée vers le rouge à l'avant de l'impulsion, et vers le bleu à l'arrière (cf. Figure II.1(a)), sorte d'effet Doppler optique. Il est induit par la variation de l'indice instantané « ressenti » par l'impulsion lumineuse qui est proportionnel à l'intensité de son profil temporel (par exemple gaussien sur la figure II.1). Le décalage de phase est mesuré à partir de l'élargissement spectral de l'impulsion obtenu en sortie de guide, qui signe la création de nouvelles fréquences. Cet effet augmente avec la puissance incidente et la longueur parcourue dans le guide, modulo les pertes par propagation. Notons que plus les pertes dans le guide sont faibles et bien maîtrisées par une fabrication mature, plus la longueur sur laquelle les effets nonlinéaires s'accumulent est élevée. La longueur effective  $L_{\text{eff}}$ , reliée à la longueur physique  $L$  du guide et aux pertes par propagation  $\alpha$  via  $L_{\text{eff}} = \frac{1-e^{-\alpha L}}{\alpha}$ , converge vers  $1/\alpha$  lorsque la longueur physique devient extrêmement grande. Cette relation donne une idée de la manière dont les effets nonlinéaires plafonnent avec la longueur parcourue par l'impulsion dans un guide à pertes, et donc de l'importance de réduire ces pertes (pourtant linéaires) en régime d'optique nonlinéaire. C'est d'ailleurs le très faible taux de pertes des fibres optiques ( $<0.2\text{dB/km}$  à  $1.55\mu\text{m}$ ) qui a permis la démonstration de phénomènes

<sup>5</sup>  $n_2=6\times 10^{-18}$  m<sup>2</sup>/W pour le silicium à  $1.55\mu\text{m}$  contre  $2,6\times 10^{-20}$  m<sup>2</sup>/W pour la silice

nonlinéaires fibrés, compensant en effet le faible paramètre nonlinéaire gamma par unité de longueur sur cette plate-forme par l'utilisation de kilomètres de fibre optique.

Typiquement, la mesure de l'élargissement spectral en fonction de la puissance incidente permet de remonter au paramètre nonlinéaire  $\gamma$ , et donc à  $n_2$ , si l'on connaît à priori l'aire  $A_{eff}$  du mode par simulation.

Nous reviendrons sur cette signature de la nonlinéarité Kerr par auto-modulation de phase, à l'occasion de la comparaison entre différentes plates-formes matériaux. Nous présentons ci-après différents types de nonlinéarités dans les filières exploitées pour l'optique intégrée sur puce.

## II.2 Différents types de nonlinéarités optiques

Les fonctions de commutation par contrôle tout optique peuvent exploiter différents types de nonlinéarités des matériaux. Parmi les matériaux couramment utilisés en optique intégrée (silicium, semiconducteurs III-V, verres, ...), on peut recenser trois types de phénomènes qui se distinguent par leur degré de nonlinéarité, et leur temps de réponse. Le tableau II.1 résume ces phénomènes et les grandeurs caractéristiques associées.

*Tableau II.1 : Grandeurs caractéristiques associées aux principaux effets nonlinéaires dans les matériaux usuels en photonique intégrée*

Origine/ effet	$\Delta n$	Temps de réponse
Nonlinéaire thermique	Quelques $10^{-3}$	$\sim 1\text{ms}$
Variation de densité de porteurs libres	Quelques $10^{-4}$	$\sim 1\text{ns}$
Effet Kerr pur	Quelques $10^{-5}$	$\sim 1\text{fs}$

Un compromis clair apparaît entre l'ordre de grandeur des nonlinéarités et leur temps de réponse. Alors que l'effet thermique est celui qui offre la variation d'indice la plus grande, il est en général assez lent (temps de commutation  $\sim$  kHz). L'inertie thermique ralentit en effet le retour à l'équilibre en température et donc la vitesse de commutation associée à ces effets est considérablement limitée. Notons qu'il est possible de l'utiliser en contrôle tout optique dans des situations où l'absorption (linéaire ou nonlinéaire) est susceptible d'induire des variations de température par échauffement du matériau. Cette approche peut néanmoins être envisagée pour commuter des paquets de données, à des débits modérés.

A l'opposé, l'effet Kerr pur, tel que celui sur lequel sont fondés la plupart des travaux présentés dans les sections III et IV, produit une variation d'indice plus faible, mais quasiment instantanée. Cette interaction élastique (i.e. sans pertes d'énergie) repose en effet sur un déplacement anharmonique du nuage électronique (électrons liés), sans transition de porteurs d'une bande à l'autre (ou absorption).

Des variations de densités de porteurs libres induites par absorption (linéaire ou nonlinéaire) d'un signal lumineux ont également été utilisées pour le contrôle tout optique de l'information en raison des intensités plus

faibles nécessaires pour avoir un effet sur l'indice notable. Cependant, les temps de réponse, de l'ordre de la nanoseconde, sont limités par les temps de recombinaison des porteurs libres générés. De plus, les porteurs libres présents dans le matériau sont eux-mêmes responsables d'une absorption des signaux lumineux, pénalisant ainsi la transmission du signal commuté.

Dans la suite, je me focaliserai sur les effets de type Kerr pur, qui présentent un avantage certain en termes de bande passante et vitesses de fonctionnement des composants associés. En effet, l'intérêt des nonlinéarités optiques pour le traitement tout optique de l'information repose en grande partie sur la capacité à réaliser ces fonctions rapidement par rapport à leurs homologues électroniques. La faible nonlinéarité des effets Kerr pur nécessite néanmoins de trouver des solutions pour les renforcer si l'on veut les exploiter dans des architectures compactes intégrées sur puce.

### II.3 Choix de la plate-forme matériau et facteur de mérite nonlinéaire

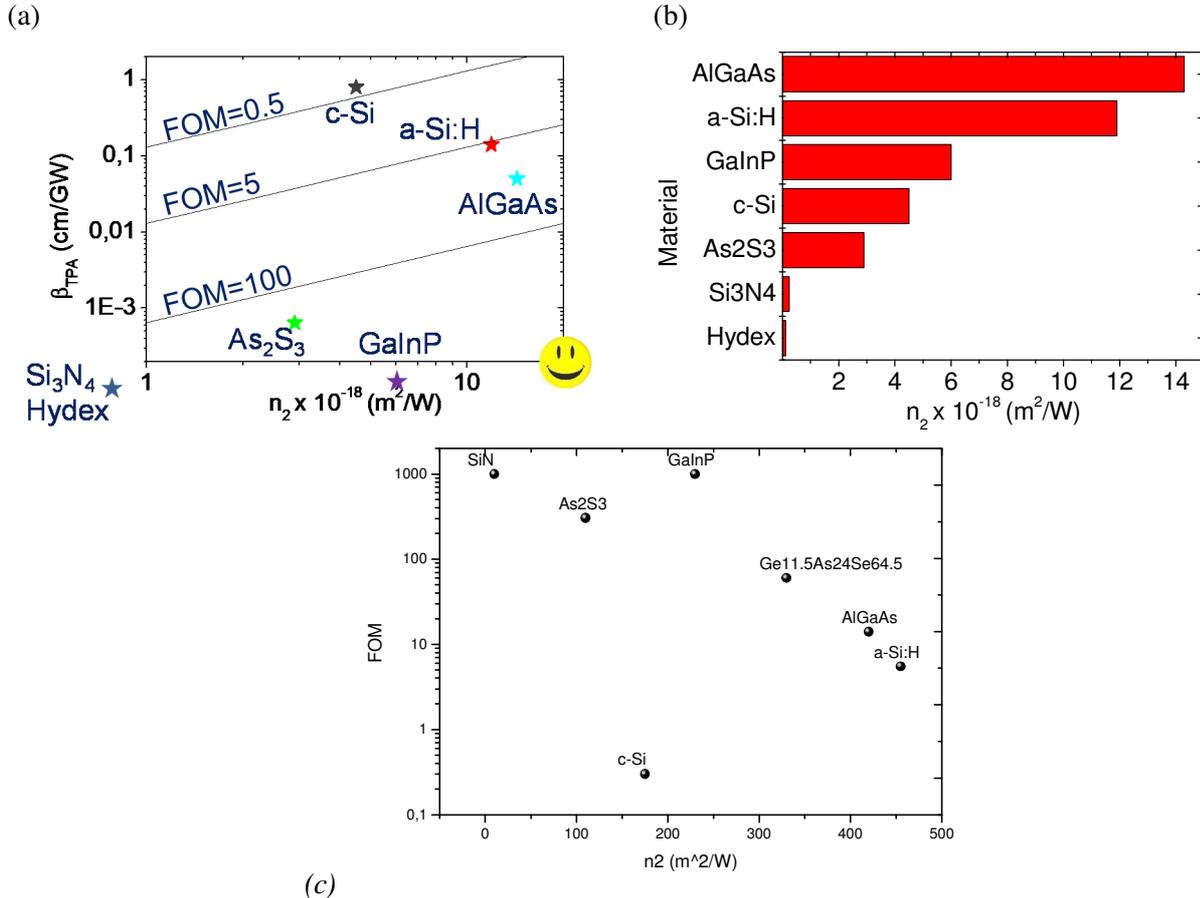
Si l'on considère l'effet Kerr pur, caractérisé par l'indice  $n_2$  introduit en section II.1, les différents matériaux à disposition en optique intégrée présentent de fortes disparités. Dans les verres, la tendance empirique est une augmentation de l'indice nonlinéaire  $n_2$  avec l'indice linéaire  $n$  (règle de Miller [14]). Cette tendance montre l'intérêt de certains verres comme les chalcogénures, présentant un fort indice, pour l'optique nonlinéaire intégrée. Par rapport à la silice, l'indice nonlinéaire peut être 100× plus important. D'autres verres ont été exploités pour l'optique nonlinéaire, comme le  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , [15], l'Hydex ou la silice enrichie [16]. Les structures photoniques fabriquées sur ces matériaux peuvent avoir des pertes extrêmement faibles, donnant lieu à des effets nonlinéaires importants sur de grandes distances compatibles avec ces niveaux de pertes record. Mais les valeurs limitées d'indice linéaire et nonlinéaire restent un frein à la réalisation de structures à fort confinement optique, donc idéalement compactes.

Les semiconducteurs présentent généralement des indices nonlinéaires plus élevés. C'est le cas du silicium, mais aussi des semiconducteurs III-V tels que l'AlGaAs, ou le GaAs, qui restent prometteurs pour la réalisation de composants nonlinéaires compacts (cf. section V.2).

Un autre paramètre important pour tous ces matériaux transparents dans l'infra-rouge (verres ou semiconducteurs) est l'absorption à deux photons, qui est la partie imaginaire du tenseur d'ordre 3 décrivant la nonlinéarité du matériau. L'absorption à deux photons est à la nonlinéarité optique  $n_2$  ce que l'absorption est à l'indice de réfraction usuel. Alors qu'un indice nonlinéaire important est requis pour réaliser des fonctions miniaturisées, l'absorption à deux photons doit être dans le même temps réduite, sous peine d'atténuer fortement le signal contrôlé, converti ou commuté optiquement par effet Kerr. Pour quantifier cet effet, un facteur de mérite nonlinéaire (FOM) a été introduit [17], défini par  $\text{FOM} = \frac{n_2}{\beta_{\text{TPA}} \lambda}$  à la longueur d'onde optique  $\lambda$ , et dans lequel  $\beta_{\text{TPA}}$  est le coefficient d'absorption à 2 photons.

Il est communément admis qu'un  $\text{FOM} > 1$  est nécessaire pour un grand nombre de fonctions nonlinéaires visées en traitement tout optique de l'information (en particulier pour la commutation tout optique) [17]. Intuitivement, le FOM donne une idée de l'atténuation causée par absorption nonlinéaire dans le même temps

qu'une variation d'indice suffisante est générée dans la structure pour être exploitée en vue d'une application donnée. Par exemple, si l'on veut commuter un signal, il est pertinent de regarder la puissance obtenue après commutation et minimiser les pertes engendrées pendant cette opération. La figure II.2(a) montre une comparaison des indices nonlinéaires et coefficient de TPA (ou FOM) pour les matériaux usuels en optique intégrée autour de  $\lambda=1.55\mu\text{m}$ . Je reviendrai plus en détail sur cette problématique de choix matériau, et sur les alternatives au silicium cristallin pour l'optique nonlinéaire dans la section V.



(c) Figure II.2 (a) Coefficient d'absorption à deux photons et indice nonlinéaire Kerr dans quelques matériaux nonlinéaires à  $1,55\mu\text{m}$  (les lignes à facteur de mérite (FOM) constant de 0.5, 5 et 100 est indiquée). (b) Comparaison de l'indice nonlinéaire Kerr à  $1,55\mu\text{m}$  pour quelques semiconducteurs et verres nonlinéaires. (c) Représentation comparative équivalente à (a) mais en soulignant le facteur de mérite et l'indice nonlinéaire.

### Illustration de l'impact de l'absorption à deux photons sur l'auto-modulation de phase

Pour illustrer l'impact négatif de l'absorption à deux photons, reprenons l'exemple de l'auto-modulation de phase. L'absorption à deux photons réduit considérablement le déphasage nonlinéaire  $\Phi_{NL}$  induit au cours de la propagation de l'impulsion lumineuse [18]. Analytiquement (en négligeant la dispersion d'ordre supérieure et les pertes linéaires), on peut montrer que l'expression de  $\Phi_{NL}$  n'augmente plus linéairement avec la puissance mais suit une variation logarithmique plus lente :  $\Phi_{NL} = 2\pi \cdot FOM \cdot \ln[1 + \frac{\Phi_{max}}{2\pi \cdot FOM}]$  avec

$\Phi_{max}=\gamma P_0 L$ . Pour de forts FOM (1000), on retrouve l'expression  $\Phi_{NL} = \Phi_{max} = \gamma P_0 L$ , c'est-à-dire un déphasage nonlinéaire proportionnel à la puissance pic incidente  $P_0$  et la longueur  $L$  de la structure, tel qu'obtenu en l'absence d'absorption à deux photons (cf. section II.1). Par contre, comme illustré sur la figure II.3, ce déphasage  $\Phi_{NL}$  se trouve considérablement réduit, surtout à forte puissance (nécessaire pour atteindre, par exemple, un décalage de phase de  $2\pi$ ), pour les matériaux dont le facteur de mérite est inférieur à 5 (cas du silicium cristallin aux longueurs d'onde télécoms par exemple). Bien sûr, les valeurs de FOM dont on peut se satisfaire dépendent de l'application visée, c'est-à-dire du décalage de phase nécessaire pour réaliser cette fonction. Ainsi, pour atteindre des décalages de phase autour de  $3\pi$ , un facteur de mérite de 5 est largement suffisant.

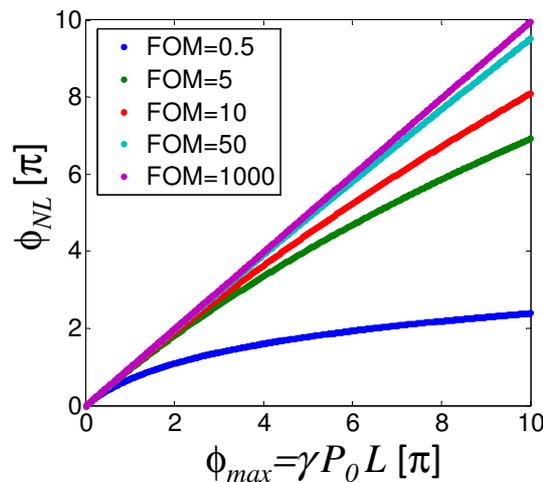


Figure II.3: Décalage de phase nonlinéaire en fonction de la puissance pic incidente  $P_0$  (ou longueur  $L$  de la structure guidante nonlinéaire), pour différentes valeurs de facteur de mérite FOM du matériau, à paramètre nonlinéaire  $\gamma$  fixé. La bissectrice (droite de pente 1) correspond à un matériau de facteur de mérite grand (ici égal à 1000) pour lequel le déphasage nonlinéaire est égal à  $\Phi_{max}=\gamma P_0 L$

#### Cas du silicium cristallin

D'après la figure II.2(a), le silicium cristallin est loin d'être le matériau idéal pour l'optique nonlinéaire intégrée aux longueurs d'onde télécom, en raison d'un FOM de 0.5. De plus, son absorption à deux photons, non négligeable à  $1.55\mu\text{m}$ , génère des porteurs libres, qui sont responsables d'un terme d'absorption supplémentaire (linéaire avec la densité de porteurs libres) et pénalisent la vitesse de certains composants nonlinéaires exploitant l'effet Kerr pur. Je reviendrai sur ces limitations dans la section V.1. Néanmoins, sa compatibilité avec les technologies de fabrication CMOS et la maîtrise de fabrication sur la plateforme SOI en général, ont donné lieu à des nanostructures guidantes monomode à faibles pertes ( $<1\text{dB/cm}$  [19] ou  $2\text{dB/cm}$  [20]) et ayant un fort confinement optique ( $A_{eff}\sim 0.1\mu\text{m}^2$ ). Associé aux possibilités d'ingénierer la dispersion de ces guides (cf section II.6), un grand nombre de phénomènes et fonctions nonlinéaires sur puce ont été mesurées et démontrées sur SOI, y compris à des débits de données extrêmement élevés ( $>1\text{Tb/s}$ ), c'est-à-dire

dans un régime totalement inaccessible pour les fonctions électroniques. La maturité de cette plate-forme a ainsi permis des démonstrations servant de référence en traitement tout optique de l'information sur puce, mais également l'exploration d'effets nonlinéaires nouveaux ou mal connus [21]. Pour cette raison, les résultats que je présenterai en section III et IV sont fondés sur le silicium cristallin.

## II. 4 Renforcement des effets nonlinéaires par structuration du matériau

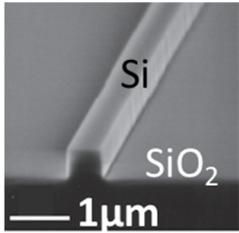
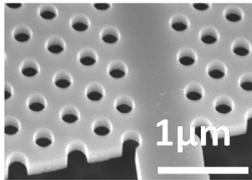
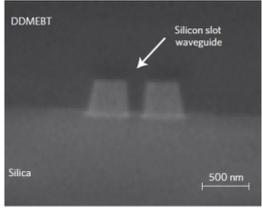
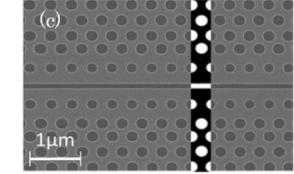
Une fois le matériau choisi, sa structuration offre un levier supplémentaire pour renforcer sa réponse nonlinéaire. Pour les structures guidantes, en particulier, cela passe par le renforcement du paramètre  $\gamma$ , qui peut être directement augmenté en réduisant l'aire effective du mode, (cf section II.1 où la dépendance du paramètre  $\gamma$  avec  $A_{\text{eff}}$  a déjà été évoquée). Notons qu'il existe des limites à la réduction de l'aire effective car d'autres considérations sont influencées par la géométrie du guide nonlinéaire : par exemple, l'aspect monomode/ multimode, le recouvrement du mode optique dans le matériau nonlinéaire qui constitue le cœur du guide, les pertes par propagation ou la dispersion d'ordre supérieur du mode guidé.

Une autre méthode pour augmenter ces effets nonlinéaires consiste à réduire la vitesse de groupe du mode guidé [22,23,24]. Qualitativement, on peut comprendre l'intérêt de ces « modes lents » en comparant l'extension spatiale d'une impulsion se propageant dans un guide standard (de vitesse  $c/n$ ) et dans un guide « lent » (de vitesse de groupe  $c/n_g$ ). Si la transition de l'un à l'autre se fait sans pertes, l'impulsion se trouve spatialement comprimée d'un facteur  $S=n_g/n$  (appelé facteur de ralentissement), donnant lieu à une augmentation simultanée de l'intensité (densité d'énergie) pic dans le guide (par conservation de l'énergie de l'impulsion) [25]. Combinée à un temps plus long passé dans le guide pour une même distance parcourue, on peut montrer [23] que les effets nonlinéaires comme l'auto-modulation de phase se trouvent renforcés d'un facteur  $S^2$  (respectivement  $S^3$  et  $S^4$  pour la génération de 3<sup>ème</sup> harmonique et le mélange à 4 ondes [26]).

Des guides à fentes [27,28] ont également été proposés et utilisés pour réaliser des fonctions nonlinéaires efficaces. Il s'agit d'augmenter le confinement dans un matériau de bas indice placé entre deux guides fins constitués d'un matériau d'indice élevé (comme le silicium) et proches l'un de l'autre de façon à définir une « fente ». Ce type de géométrie existe avec une fente définie dans la direction latérale ou verticale. Ces guides ont également été implémentés avec des cristaux photoniques [29], et utilisés pour des applications capteurs par exemple. On peut ainsi combiner les bénéfices d'un ralentissement de la lumière et d'un confinement extrême dans la fente, voire même augmenter le nombre de degré de liberté avec une corrugation supplémentaire de la fente pour ingénierer la dispersion [30,31]. Ces géométries peuvent être pertinentes pour l'optique nonlinéaire si l'on remplace le matériau de faible indice par un matériau nonlinéaire (polymère par exemple) [31,32,33], à condition de conserver la fraction principale de l'énergie véhiculée par le mode dans la fente. Le tableau II.2 récapitule les paramètres importants pour l'optique nonlinéaire associés à ces différentes structures guidantes, en soulignant le compromis existant entre le renforcement du paramètre gamma, associé à des structures plus confinantes ou présentant des modes lents, et l'augmentation simultanée des pertes par propagation. Ces dernières limitent le déphasage nonlinéaire maximum qui peut être atteint sur des structures

fortement nonlinéaires. La maîtrise des pertes reste un enjeu important associé aux modes lents dans les cristaux photoniques, et je reviendrai sur ce point dans la section III.2.

Tableau II.2 : Comparaison des performances nonlinéaires pour différents types de structures guidantes à base de silicium à  $\lambda=1.55\mu\text{m}$

Structure	$A_{\text{eff}}$ [ $\mu\text{m}^2$ ]	Fraction de l'énergie dans le matériau nonlinéaire	Paramètre nonlinéaire $\gamma$ [W/m]	Pertes linéaires $\alpha$ [dB/cm]	$L_{\text{eff,max}} = 1/\alpha$ [mm]	$\gamma/\alpha$ [W] Décalage de phase nonlinéaire maximum par unité de puissance
<b>Nanoguide en Si</b> 	0.1	~100%	600	0.5	87	52
<b>Guide à CP (mode lent, Si)</b> 	0.5	~90%	1000-5000	20-100	0.4-2	2
<b>Guide à fente en polymère organique/ Si [32]</b> 	<0.1	60% (polymère), 26% (silicium)	100	16	2.7	0,27
<b>Guide à CP à fente infiltrée de polymère [31]</b> 	0.03	27% (dans la fente emplie d'un matériau nonlinéaire )	~6000	A few 10's	~1	6

## II.5 Optique nonlinéaire en cavité

En parallèle des structures guidantes, les cavités optiques de manière générale, et sur puce en particulier, présentent un autre moyen de renforcer la réponse nonlinéaire du matériau [34]. Dans ce cas, le paramètre clé est le facteur de qualité  $Q$  de la résonance optique et le volume  $V$  du mode, qui gouvernent la densité d'énergie dans la cavité, donc par conséquent, la puissance incidente nécessaire pour induire une variation d'indice notable. Ceci peut être utilisé pour obtenir un effet de commutation tout optique par exemple, avec une puissance seuil qui varie comme  $V/Q^2$ . L'intérêt pourrait être la réalisation d'interrupteurs optiques pouvant fonctionner à des puissances de contrôle très faibles grâce à un fort  $Q$  pouvant dépasser facilement 1 million [35] et même 10 millions [36,37] dans des cavités à cristaux photoniques optimisées. Une limitation de ces structures reste le compromis existant entre l'obtention de puissances de seuil faibles et la vitesse de commutation réduite par l'utilisation de cavités à fort  $Q$ , puisque ce dernier détermine le temps de vie des photons dans la cavité ( $\sim 1$ ns, i.e. 1GHz pour  $Q=10^6$ ). Les guides à modes lents largement développés dans la suite présentent un compromis un peu similaire entre bande passante et abaissement des puissances consommées mais qui se trouve légèrement relaxé, rendant cette approche compatible avec des signaux haut débits ( $\sim 1$ Tb/s) pour du traitement tout optique de l'information.

Soulignons que l'approche résonateur a tout de même permis de réaliser des composants rapides et à faible seuil avec des parades assez ingénieuses. Ainsi, des commutateurs tout optiques requérant des énergies de commutation en dessous de 1fJ et pouvant fonctionner à 20Gbps ont été démontrés en combinant des  $Q$  modestes (1000) dans des cavités très petites (cavité à cristaux photoniques H0 en III-V) et des nonlinéarités importantes induites par génération de porteurs libres, dont la vitesse de diffusion accélérée hors de la cavité permettait un retour à l'équilibre après commutation assez rapide (20ps) [38]. Enfin, l'utilisation de micro-résonateurs (géométrie de micro-anneau) à fort  $Q$  a également ouvert la voie de la génération de peignes de fréquences optiques sur puce (micro-tores de silice avec un  $Q$  intrinsèque de 100 millions [39] ou micro-anneaux de  $\text{MgF}_2$  et plus récemment de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  avec un  $Q$  de plusieurs millions [15,40]).

## II.6 Ingénierie de dispersion

Une autre clé pour augmenter l'efficacité des effets nonlinéaires est la maîtrise de la dispersion. Par exemple, dans des structures guidantes, la dispersion d'ordre supérieur (par exemple associée à  $\beta_2 = \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2}$ , la dérivée seconde du vecteur d'onde  $\beta$  du mode guidé par rapport à la fréquence optique du signal, qui peut également s'exprimer en fonction de la dérivée première de l'indice de groupe  $\beta_2 = \frac{1}{c} \frac{\partial n_g}{\partial \omega}$ ) peut s'opposer à, ou au contraire amplifier, l'effet de la nonlinéarité du troisième ordre. Cela peut se comprendre si l'on observe le déphasage introduit par effet Kerr lors du phénomène d'auto-modulation de phase d'une impulsion lumineuse. Ce mécanisme provoque un décalage en fréquence vers le rouge à l'avant de l'impulsion, et un décalage vers le bleu à l'arrière. Si l'impulsion se propage dans un guide avec une dispersion normale (composantes rouges plus rapides que les composantes bleues pour  $\beta_2 > 0$ ), l'impulsion aura tendance à s'étaler au cours de la propagation, ce qui diminuera l'intensité pic et donc l'effet nonlinéaire mesurable (dans cet exemple élargissement spectral produit par auto-modulation de phase) en sortie de guide. A l'inverse, si la

dispersion du guide est anormale ( $\beta_2 < 0$ ), les composantes bleues en fin d'impulsion se propageront plus vite que les composantes rouges situées en début d'impulsion. Cette distinction pourra permettre aux composantes bleues de « rattraper » les composantes rouges, préservant la cohésion temporelle du pulse, et donc la puissance pic gouvernant l'effet nonlinéaire d'auto-modulation de phase. Ce jeu de balancier entre effets de dispersion et d'auto-modulation de phase est d'ailleurs largement exploité dans les phénomènes de génération de solitons (impulsions se propageant sans subir de distortion temporelle ou spectrale) ou bien de compression temporelle d'impulsions (si la nonlinéarité est plus forte que la dispersion).

Un autre exemple illustrant l'importance d'ingénierer la dispersion est celui du mélange à quatre ondes. Ce phénomène, sur lequel je reviendrai plus en détail pour le cas particulier des modes lents dans la section III.5, permet par exemple la conversion de signaux optiques en longueur d'onde (de  $\lambda_s$  vers  $\lambda_i$ , cf figure II.4) à partir d'un signal de pompe de longueur d'onde distincte (égale à  $\lambda_p$ ). L'efficacité de conversion en longueur d'onde  $\eta = \frac{P_i^{out}}{P_s^{in}}$  entre le signal en entrée de guide (de puissance  $P_s^{in}$ ) et le signal (dit idler) converti en sortie de guide (de puissance  $P_i^{out}$ ) peut être exprimé par  $\eta = (\gamma P_p L)^2 \times \varphi$  (pour un guide d'onde sans pertes)<sup>6</sup>. Dans cette expression,  $\eta$  dépend fortement du paramètre nonlinéaire  $\gamma$ , de la puissance de pompe  $P_p$ , de la longueur du guide  $L$ , mais aussi d'un facteur de phase  $\varphi = \left(\frac{\sinh(gL)}{gL}\right)^2$ . Ce facteur de phase varie avec le gain paramétrique  $g = \sqrt{(\gamma P_p)^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2}$  qui dépend de la nonlinéarité mais aussi du désaccord de phase total  $\Delta k = 2\gamma P_p + k_i + k_s - 2k_p$  entre les ondes (signal, idler, et pompe) impliquées dans le mélange<sup>7</sup>, et modifiées par l'effet Kerr (1<sup>er</sup> terme dans l'expression de  $\Delta k$ ).

D'après les relations précédentes, on peut montrer la forte dépendance existant entre efficacité de conversion et dispersion, avec, en particulier les conclusions suivantes :

- $\varphi > 1$  quand  $g^2 > 0$  et  $\varphi$  augmente avec  $g^2$  ;
- Le gain paramétrique maximum donné par  $g_{max}^2 = (\gamma P_p)^2$  est obtenu pour  $\Delta k = 0$ , c'est-à-dire lorsque le déphasage linéaire  $\Delta k_L = k_i + k_s - 2k_p$  est négatif (dispersion du guide anormale) et compense exactement le déphasage nonlinéaire positif et égal à  $2\gamma P_p$  (qui augmente avec la puissance de pompe) ;
- Le terme de phase  $\varphi > 1$  est équivalent à un désaccord de phase linéaire tel que  $-2\gamma P_p < \Delta k_L < 0$ . Une efficacité de conversion importante nécessite donc une dispersion du guide faible et anormale ;
- Lorsque le produit  $gL$  devient important (longues structures et/ ou avec un gain paramétrique  $g$  important), l'efficacité de conversion  $\eta$  peut même augmenter de manière exponentielle avec la longueur du guide, i.e. en  $e^{gP_p L}$ , au lieu de suivre une augmentation quadratique, plus lente, en  $L^2$ .

<sup>6</sup> Pour un guide avec des pertes par propagation  $\alpha$ , l'expression de  $\eta$  doit être multipliée par  $e^{-\alpha L}$  et la puissance pompe  $P_p$  doit être remplacée par  $P_p(1 - e^{-\alpha L})/\alpha L$ .

<sup>7</sup> Le désaccord de phase est donné ici pour du mélange à 4 ondes dégénéré.

Ces relations montrent également que l'efficacité de conversion par mélange à quatre ondes, mais aussi la largeur de bande pour laquelle la conversion est efficace (bande passante), dépendent fortement de la dispersion du guide. En effet, le désaccord de phase  $\Delta k_L$  augmente a priori avec la différence de longueur d'onde entre la pompe et les signaux initiaux/ convertis. Des études ont d'ailleurs montré que non seulement l'ingénierie de la dispersion d'ordre 2 (i.e. allure de  $\beta_2(\omega)$ ), mais également celle d'ordre 4 (dérivée quatrième de la dispersion du mode guidé  $\beta(\omega)$ ) étaient propices à augmenter la bande passante associée au mélange à quatre ondes [41].

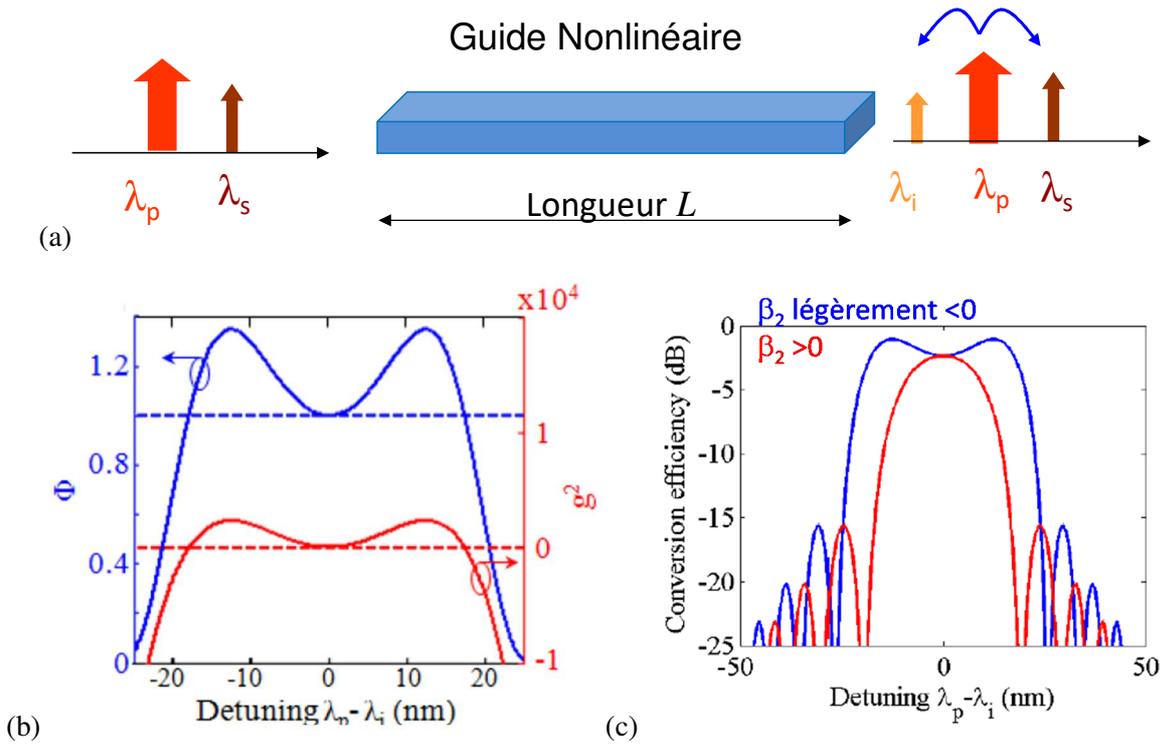


Figure II.4: (a) Facteur de phase  $\Phi$  (bleu) et gain paramétrique ( $g^2$ , rouge) en fonction de l'écart spectral en longueur d'onde entre pompe et idler, déterminant l'efficacité de conversion du mélange à quatre ondes dégénéré dans un guide de dispersion anormale de 2cm de long excité par une puissance de pompe pic de 100mW (pour ces calculs, les autres paramètres du guide utilisés sont  $\beta_2 = -1 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 600 \text{ /W/m}$ ,  $\alpha = 1 \text{ dB/cm}$ ). (b) Efficacité de conversion calculée en fonction de l'écart spectral entre pompe et idler pour une dispersion normale (rouge,  $\beta_2 = 1 \text{ ps}^2/\text{m}$ ) ou anormale (bleu,  $\beta_2 = -1 \text{ ps}^2/\text{m}$ ) du guide. On remarque pour la dispersion anormale deux pics (symétriques) dans l'efficacité de conversion, associés au pics de  $\Phi$  et  $g^2$  observés sur (a). Ces pics augmentent tout en se décalant spectralement de part et d'autre du centre au fur et à mesure que la puissance de pompe (c'est-à-dire le décalage de phase non linéaire) augmente. Extrait de [42].

Notons également qu'au-delà des deux exemples ci-dessus, d'autres phénomènes non linéaires comme la génération de supercontinuum ou la génération de peignes de fréquences [43] sont extrêmement sensibles à la dispersion de la structure photonique et son ingénierie est donc critique pour un certain nombre de ces

applications, dès que l'on veut viser des largeurs spectrales importantes et/ ou des consommations en puissance réduites.

L'impact de la dispersion sur l'efficacité des effets nonlinéaires permet de mieux comprendre le succès des guides d'onde sub-micrométriques en SOI pour l'optique nonlinéaire intégrée. En effet, la dispersion matériau du silicium cristallin est favorable, dans le sens où une simple modification de la largeur d'un guide SOI monomode d'épaisseur 220nm sur silice, est suffisante, dans ces géométries à fort contraste d'indice, pour générer un régime de dispersion du mode guidé anormale, c'est-à-dire propice à renforcer un grand nombre de processus nonlinéaires. A titre d'exemple, en ingénierant la dispersion d'un guide silicium via un ajustement de la géométrie, il est possible d'atteindre de la conversion en longueur d'onde par mélange à 4 ondes sur des bandes passantes élevées (100THz, entre 1240 et 2070nm) avec des puissances de pompe de l'ordre de qq. 100mW [44]. L'utilisation de guides à fente évoqués plus haut donne un degré de liberté supplémentaire pour ingénierer la dispersion et atteindre ainsi du supercontinuum large bande, d'après plusieurs études théoriques [45,46]. Des structures plus sophistiquées proposent même d'exploiter deux fentes adjacentes [47]. Cette faculté d'ingénierer la dispersion sur plateforme SOI a joué un rôle clé dans la démonstration de fonctions nonlinéaires (amplification, régénération, conversion) avec des bandes passantes record, et pour des signaux extrêmement rapides. Soulignons qu'à contrario, une dispersion anormale bénéfique peut également être atteinte sur plate-forme de guides nitrure, mais compte tenu de la dispersion du matériau, les géométries optimales correspondent à des guides de plus grande dimension, donc avec une aire effective plus grande (ce qui réduit  $\gamma$ ) et qui s'avèrent multimodes, ce qui peut poser des difficultés en termes d'applications.

## II.7 Conclusion

J'ai introduit dans cette section la réponse Kerr optique utilisée dans les démonstrations présentées par la suite pour réaliser des fonctions de traitement tout optique de l'information, ainsi que les paramètres (gamma, facteur de mérite) quantifiant l'importance des effets nonlinéaires pour les structures (guidantes) de la section III. J'ai également identifié un certain nombre de leviers permettant d'exalter cette réponse nonlinéaire tout optique et rapide dans des structures intégrées sur puce. Essentiellement, ces leviers sont de deux types, en agissant, d'une part, sur la structure, à travers le confinement optique du mode, la maîtrise des pertes par propagation, l'utilisation de résonances ou ralentissement de la lumière, l'ingénierie de la dispersion, mais également en choisissant judicieusement le matériau nonlinéaire qui présente une réponse plus ou moins forte, accompagnée de pertes nonlinéaires plus ou moins grandes.

Je m'intéresserai dans la section III au cas particulier des modes lents dans des cristaux photoniques en silicium. Je discuterai des enjeux associés à ces modes lents, les difficultés liées à leur exploitation pour des applications d'optique nonlinéaire, et quelques exemples de démonstrations expérimentales confirmant et clarifiant leur intérêt.

### III. Démonstration expérimentale du renforcement des effets nonlinéaires dans des structures à cristaux photoniques à modes lents

Après avoir introduit les structures à cristaux photoniques présentant des modes lents, je discuterai dans cette section III des difficultés associées à leur utilisation pour l'optique nonlinéaire intégrée. La maîtrise des pertes de ces modes, mais surtout leur dispersion, apparaît incontournable pour en tirer un bénéfice réel en termes de renforcement nonlinéaire. Je présenterai ensuite des démonstrations expérimentales (automodulation de phase, génération de troisième harmonique, mélange à 4 ondes) qui ont effectivement mis en évidence leur intérêt dans le contexte de l'optique nonlinéaire sur puce mais également les limitations associées à leur utilisation.

#### III.1 Guides d'onde à cristaux photoniques présentant des modes lents

Les modes lents apparaissent typiquement dans des guides d'onde présentant une structuration périodique (comme des guides à cristaux photoniques) dans la direction de propagation. La structure de photonique intégrée la plus largement étudiée dans ce contexte reste le guide à cristaux photoniques en Si sur membrane suspendue, pour lequel le guidage est assuré par un réseau triangulaire de trous creusé dans la membrane (cf Figure III.1(a)). L'omission d'une rangée de trous, dans la direction  $\Gamma K$  par exemple, conduit à l'existence de modes guidés, dont la dispersion est représentée sur la structure de bandes de la figure III.1(b) (guide communément appelé W1). Ces modes sont confinés dans le plan par l'existence d'une bande interdite pour le cristal photonique et verticalement par le saut d'indice existant entre le Si et l'air. Sur le diagramme de bandes, la ligne de lumière (de pente  $c/n_{clad}$ , où  $n_{clad}$  est l'indice du matériau entourant la membrane, c'est-à-dire 1 si cette dernière est suspendue dans l'air) indique la démarcation entre les modes parfaitement confinés dans le guide (situés sous la ligne de lumière), et ceux qui peuvent fuir verticalement à cause du non-respect de la condition de réflexion totale interne dans la direction normale à la membrane. Je m'intéresse dans la suite aux modes idéalement sans pertes, c'est-à-dire situés sous la ligne de lumière.

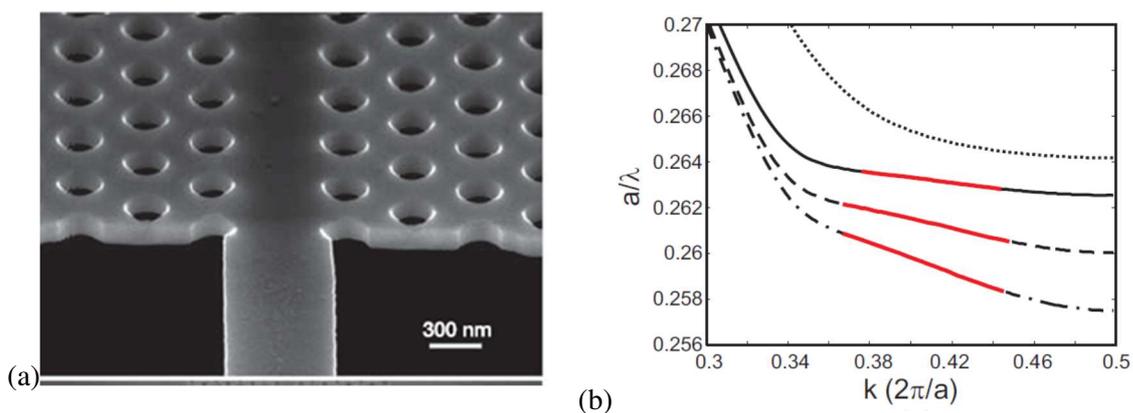


Figure III.1: (a) Image SEM d'un guide d'onde à cristaux photoniques sur Si suspendu dans l'air (extrait de [48]) et (b) Structure de bandes (calcul 3D) d'un guide W1 (ligne pointillée) en silicium suspendu dans l'air comparée à un guide à dispersion ingénierée. Extrait de [49].

### III.2 Enjeux associés à la maîtrise des modes lents

Si l'intérêt des modes lents apparaît clairement pour l'optique nonlinéaire intégrée, sa mise en œuvre est loin d'être aisée, car elle nécessite la maîtrise d'un certain nombre d'aspects, comme les pertes par propagation, les pertes par couplage ou bien la dispersion, autant d'effets pénalisants qui ont tendance à augmenter avec l'indice de groupe de ces modes lents.

Un certain nombre d'études ont mis en évidence la sensibilité accrue des modes lents vis-à-vis des défauts du guide, qui contribuent, à niveau de fabrication (rugosités) égal, à augmenter les pertes par propagation des modes lents par rapport à des modes se propageant à des vitesses « standard ». Deux types de pertes ont été relevés : des pertes optiques hors du plan, et des pertes dues à la rétrodiffusion. Les premières augmentent avec l'indice de groupe  $n_g$ , tandis que les deuxièmes varient en  $n_g^2$ . Une formule empirique permet d'estimer ces pertes pour un niveau de fabrication donné, en faisant intervenir l'intensité du champ électromagnétique au niveau des bords définissant les trous du cristal photonique [50]. La proximité du mode (en vecteur d'onde) par rapport au bord de la première zone de Brillouin apparaît également comme un facteur important, et les pertes semblent réduites à même vitesse de groupe, lorsque le mode s'en éloigne. Typiquement, des pertes variant linéairement avec le facteur de ralentissement ont été mesurées sur guides à cristaux photoniques en silicium suspendu (pour un mode lent loin du bord de la première zone de Brillouin), donnant des pertes de 60dB/cm et 170dB/cm pour des indices de groupe de 10 et 30, respectivement [51]. Des pertes record de 130dB/cm ont pu également être mesurées pour des guides à cristaux photoniques présentant des modes lents d'indice de groupe égal à 60 [52]. Cette augmentation des pertes (en particulier liées à la rétrodiffusion) pose néanmoins une limite supérieure aux indices de groupe exploitables dans la pratique, avec des phénomènes de localisation de la lumière qui se substituent à des régimes de transport balistique, dès que les indices de groupe se rapprochent de 50, dans les structures typiquement étudiées dans la section III (et compte tenu du niveau de fabrication actuel) [53]. Pour cette raison, dans la suite du manuscrit, l'utilisation des modes lents sera limitée aux vitesses de groupe ne descendant pas en deçà de  $c/50$ .

Un autre aspect à gérer consiste à assurer une transition entre le guide standard généralement utilisé pour coupler la lumière depuis l'extérieur dans la puce, et le guide à modes lents. Il a été démontré que l'introduction de sections de guides à cristaux photoniques, présentant une périodicité étirée dans la direction du guide de ~10% par rapport à la zone centrale, permettait de réduire considérablement les pertes par couplage [54,55]. Nous avons adopté cette méthode pour la plupart des démonstrations présentées plus loin.

Enfin, le guide W1 présenté dans la section précédente accepte des modes à faible vitesse de groupe, en bord de bande ( $k_x = \pi/a$ ). La dispersion quadratique proche du bord de la première zone de Brillouin pour ce mode conduit à une dispersion d'ordre supérieure loin d'être négligeable, dès que la vitesse de groupe diminue d'un facteur 10 [56]. Si l'on cherche à exploiter le renforcement nonlinéaire pour des impulsions lumineuses, cette dispersion conduit, le long de la distance de propagation, à un étalement spatial et temporel de l'impulsion lumineuse, qui réduit considérablement l'intensité pic de l'impulsion et donc le bénéfice apporté par la lumière lente en termes de compression spatiale. De plus, cet étalement peut entraîner de la perte d'information pour

des trains d'impulsions courtes, associés à des taux de données élevées (pour lesquelles les nonlinéarités optiques s'avèrent justement pertinentes par rapport aux techniques de routage (opto-)électroniques usuelles). Ces observations ont motivé la recherche de techniques pour ingénierer la dispersion dans les guides à modes lents, de façon à obtenir des vitesses de groupe faibles, à dispersion modérée, aussi appelées des « bandes plates »<sup>8</sup>. En changeant localement la géométrie du guide W1 en bord de guide, on peut agir sur les interactions entre modes de nature (et d'extension spatiale dans le cristal photonique) différente et faire apparaître des zones de dispersion pour le mode fondamental guidé, présentant une « bande plate » [57,58]. Ce type d'effet peut être obtenu de différentes manières [59,60], en changeant la largeur du guide, en décalant latéralement [49] (cf. Figure III.2(a)) ou longitudinalement [61] les deux premières rangées de trous, en changeant leur rayon [62], ou bien leur indice (par remplissage via un autre matériau [63]). Les indices de groupe obtenus varient typiquement entre 20 et 50, pour des plages spectrales allant de 20nm à 5nm (cf. Figure III.2(b) pour un exemple), respectivement, avec un compromis inévitable vitesse/ bande passante. Le produit de l'indice de groupe par la largeur spectrale  $\Delta\omega/\omega_0$  sur laquelle l'indice de groupe est constant à +/-10% est typiquement constant et égal à 0.3 [49] pour des guides en silicium suspendus tels que représentés sur la figure III.2(a). Les études présentées dans les sections suivantes utilisent ce type de guides à cristaux photoniques à modes lents et ingénierie de dispersion (design et réalisation à St Andrews, notamment par T. White, dans le groupe de Thomas Krauss). Par rapport au problème des pertes par propagation accrues pour les modes lents, il semblerait également que l'éloignement de ces bandes plates par rapport au bord de bande (en  $\pi/a$ ) du cristal photonique, réduise la contribution des pertes par rétrodiffusion pour ces modes lents (cf paragraphe précédent).

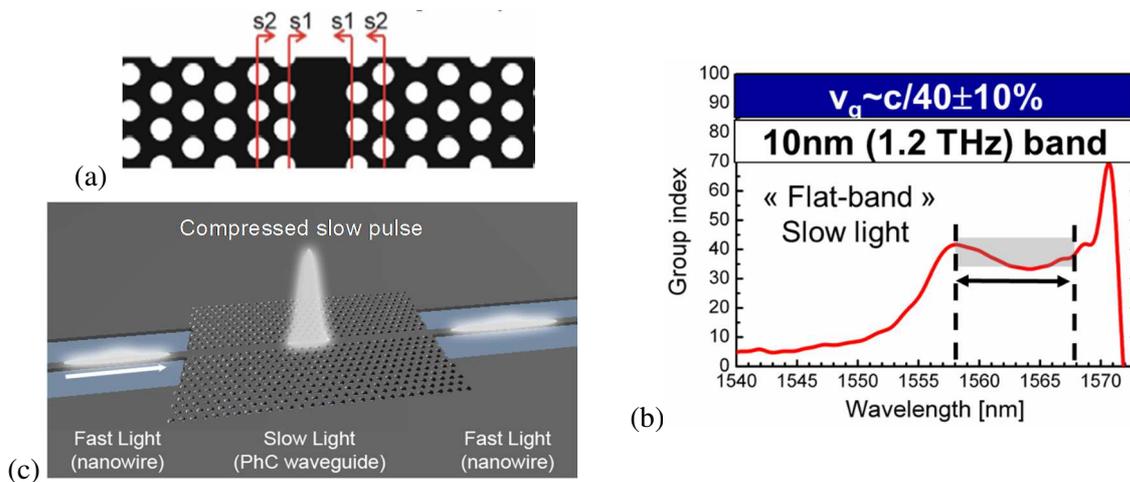


Figure III.2 : (a) Technique d'ingénierie de dispersion dans un guide à cristal photonique par décalage des trous bordant le défaut central (extrait de [49]). (b) Dispersion de l'indice de groupe associé pour un exemple de géométrie de guide silicium suspendu à dispersion ingénierée obtenu par cette technique. (c) Illustration du bénéfice apporté par les guides d'ondes à mode lent, qui permettent la compression spatiale (donc augmentation de l'intensité pic) d'une impulsion courte si la vitesse de groupe est constante sur la largeur spectrale qui définit l'impulsion. Extrait de [64].

<sup>8</sup> « Bande plate » signifiant ici bande présentant une vitesse de groupe constante (et non une vitesse de groupe nulle), c'est-à-dire une dispersion sur l'indice effectif qui varie linéairement avec la fréquence.

### III.3 Renforcement de l'auto-modulation de phase et de l'absorption nonlinéaire

Les premières études nonlinéaires réalisées sur les guides à cristaux photoniques à modes lents que nous avons réalisées avaient pour objectif de vérifier le renforcement escompté (et prédit théoriquement [65]) de la réponse nonlinéaire du matériau par effet de lumière lente. Pour cela, nous avons d'abord mesuré la transmission et le spectre de sortie d'impulsions picoseconde à  $1.55\mu\text{m}$  injectées dans ce type de guides (réalisés à l'université de St Andrews) avec des puissances pic croissantes [51]. Comme attendu, le spectre des impulsions transmises s'élargit lorsque la puissance pic augmente, signature de l'auto-modulation de phase évoquée en section II.1, et conséquence directe de la nonlinéarité Kerr du guide en Si. La transmission mesurée en fonction de la puissance incidente présente, dans le même temps, une décroissance suivie d'une saturation, sous l'effet de l'absorption à deux photons et l'absorption des porteurs libres générés dans le Si excité à cette longueur d'onde.

Nous avons comparé les mesures obtenues sur différents guides avec des modes de vitesses de groupe variables entre  $c/20$  et  $c/50$ . Ces comparaisons ont montré que l'élargissement spectral était renforcé, à puissance couplée égale, pour le guide d'onde le plus lent (Figure III.3(a)). Cependant la saturation de la transmission apparaît dans le même temps pour des puissances couplées inférieures (Figure III.3(b)), montrant le renforcement simultané des pertes nonlinéaires (absorption à deux photons et porteurs libres) indésirables. Il est en effet évident, et ceci reste l'un des enjeux associés à l'utilisation de modes lents, que la lumière lente renforce tous types d'effets nonlinéaires, y compris ceux qui, comme l'absorption, peuvent être pénalisants pour l'application visée. En ce qui concerne les porteurs libres, leur effet est même amplifié [66], car ces derniers sont générés par absorption à deux photons, elle-même renforcée d'un facteur  $S^2$  (comme l'effet Kerr), et l'absorption des porteurs libres est ensuite amplifiée d'un facteur  $S$ , résultant en un renforcement net de l'effet d'absorption (et dispersion) induit par les porteurs libres d'un facteur  $S^3$ .

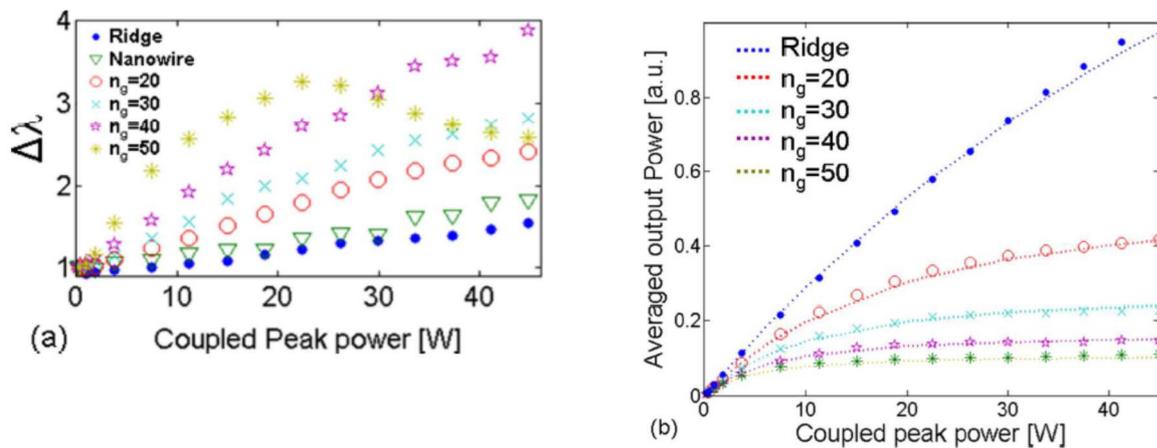


Figure III.3 : (a) Elargissement spectral et (b) puissance de sortie en fonction de la puissance pic d'impulsions picoseconde couplées à une série de guides à cristaux photoniques en silicium cristallin ingénierés de façon à présenter des bandes plates avec des indices de groupe variant entre 20 et 50. La signature associée à des guides de référence (ridge et nanowire) sans cristaux photoniques est montrée pour comparaison. Tiré de [51].

Compte tenu de ces observations, le bénéfice associé aux modes lents apparaît essentiellement dans la réalisation de composants compacts, ou fonctionnant à des puissances réduites [67]. A titre d'illustration, on peut doubler la largeur spectrale de l'impulsion pour une puissance couplée inférieure à 8W pic dans un guide très court, de seulement 80 $\mu$ m de long, dans lequel le mode se propage avec une vitesse de groupe de  $c/50$  contre 50W pour un guide d'onde standard en Si ( $v_g \sim c/3.5$ ) de même longueur. Ceci montre donc que, malgré le renforcement d'autres effets pénalisant en présence de lumière lente, on peut tirer un bénéfice net en utilisant des modes lents, pour réaliser des composants plus performants en termes de compacité et/ ou de consommation en puissance.

Notons également que le renforcement, par ralentissement de la lumière dans des guides à cristaux photoniques, d'effets nonlinéaires exploitables pour des applications de traitement tout optique de l'information, est loin d'être généralisée à toutes les techniques démontrées pour ralentir la lumière. En particulier, toutes les techniques agissant sur la dispersion du matériau (Electromagnetically Induced Transparency, Stimulated Brillouin Scattering [68], Stimulated Raman Scattering...), plutôt que sur la dispersion du guide par structuration, pour réduire la vitesse de groupe, ne permettent pas nécessairement de renforcer les effets nonlinéaires. Ceci a été clairement étudié par le groupe de Luc Thevenaz à l'EPFL dans le cas de lumière lente générée par diffusion Brillouin dans des fibres optiques [69]. Cette distinction est significative en termes d'applications. Entre les deux approches, matériau ou structure, pour générer de la lumière lente, seule la deuxième semble induire une augmentation significative de la densité d'énergie optique, puisqu'elle a lieu, contrairement à la première, sans échange d'énergie avec le matériau [70].

Ces observations pointent également l'intérêt d'exploiter ces modes lents dans les cristaux photoniques pour renforcer les effets nonlinéaires dans des matériaux présentant un facteur de mérite plus élevé, puisque ce dernier paramètre, intrinsèque au matériau, ne peut, en aucun cas, être amélioré par l'utilisation de modes lents (cf section V).

### III.4 Lumière lente et génération de troisième harmonique

Un autre phénomène intéressant issu de la réponse Kerr du silicium que nous avons étudié est la génération de troisième harmonique (cf. Figure III.4(a)). Ce processus combine trois photons à la fréquence fondamentale (ici 1.55 $\mu$ m) pour générer un photon d'énergie triple (ici à 520nm). Comme l'auto-modulation de phase et l'absorption à deux photons, nous avons démontré que ce phénomène était renforcé par le phénomène de ralentissement du mode dans le guide [71]. De manière équivalente, nous avons mesuré la puissance nécessaire pour obtenir un niveau de puissance du signal de troisième harmonique constant en fonction de la vitesse de groupe du mode. La puissance incidente infra-rouge requise diminue en  $1/n_g^3$ , cohérent avec un renforcement escompté de l'efficacité de génération de troisième harmonique par un facteur  $S^3$ . Nous avons également montré la corrélation directe entre le niveau de signal émis à la troisième harmonique et la vitesse de groupe du mode, même lorsque le vecteur d'onde (donc potentiellement la condition d'accord de phase) change [Figure III.4(b)], révélant, sans ambiguïté, le renforcement du processus par effet de lumière lente (et non par accord de phase).

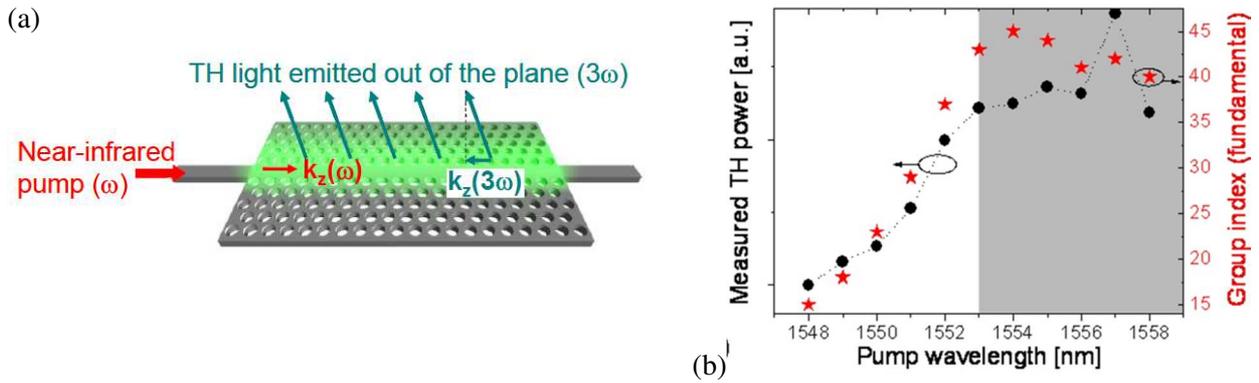


Figure III.4: (a) Schéma de principe illustrant la génération de troisième harmonique (à 520nm) et son extraction hors du plan à partir d'un signal IR (1560nm) se propageant dans le guide à cristaux photoniques lent. (b) Puissance visible (points noirs) mesurée à la longueur d'onde de troisième harmonique en fonction de la longueur d'onde du signal pompe (pulsé) injecté dans le guide. La puissance générée suit la dispersion d'indice de groupe (étoiles rouges) du guide. En particulier, la puissance est relativement constante dans la bande grisée (bande plate à vitesse de groupe constante), malgré un changement associé de vecteur d'onde (donc d'accord de phase) sur cette plage. Extrait de [72].

Nos études ont également révélé plusieurs aspects intéressants liés à la génération de troisième harmonique dans ces guides lents. Tout d'abord, le guide à cristal photonique permet, en plus du renforcement de génération de troisième harmonique, d'extraire le signal visible généré hors du plan (cf. Figure III.4(a)), alors même que le silicium a une très forte absorption dans le visible. Les guides standards connectés au guide à cristaux photoniques, ne laissent d'ailleurs apparaître aucun signal dans le visible. Les fréquences visibles associées à la troisième harmonique d'un signal infra-rouge se situent forcément au-dessus de la ligne de lumière du cristal photonique planaire conçu (c'est-à-dire avec des périodes choisies) pour fonctionner dans l'infra-rouge. Il s'ensuit que ce signal visible généré trouve toujours un mode à fuite dans le continuum au-dessus de la ligne de lumière pour s'échapper hors de la membrane. Le vecteur d'onde est, quant à lui, imposé par la condition d'accord de phase entre le signal infra-rouge et le signal visible de troisième harmonique.

Les variations spatiales du signal de troisième harmonique ne sont pas dues à la longueur de cohérence imposée par l'accord de phase entre la fondamentale et la troisième harmonique, comme dans un matériau transparent, car la longueur d'absorption caractéristique dans le visible est beaucoup plus faible ( $\sim 1\mu\text{m}$  à 520nm) dans le silicium. Il s'ensuit un phénomène intéressant : le signal de 3<sup>ème</sup> harmonique porte, dans le visible, l'empreinte de l'information du signal infra-rouge qui se propage suivant le mode fondamental. Cet aspect permet ainsi de remonter à la cartographie d'un mode infrarouge (pour de la génération de troisième harmonique en cavité, Figure III.5(a) [73]), ou aux pertes par propagation d'un mode guidé dans l'infra-rouge [72], à partir du signal mesuré dans le visible par une simple caméra CCD. En utilisant un montage d'optique de Fourier visualisant, dans le visible, la surface d'un guide d'onde à cristaux photoniques, nous avons même pu extraire l'angle d'émission (donc le vecteur d'onde planaire) du signal de troisième harmonique en fonction

de la longueur d'onde du signal de pompe IR, pour remonter à la dispersion du mode fondamental dans l'infrarouge avec une fidélité étonnante par rapport au design prévu (cf. Figure III.5(b)) [72].

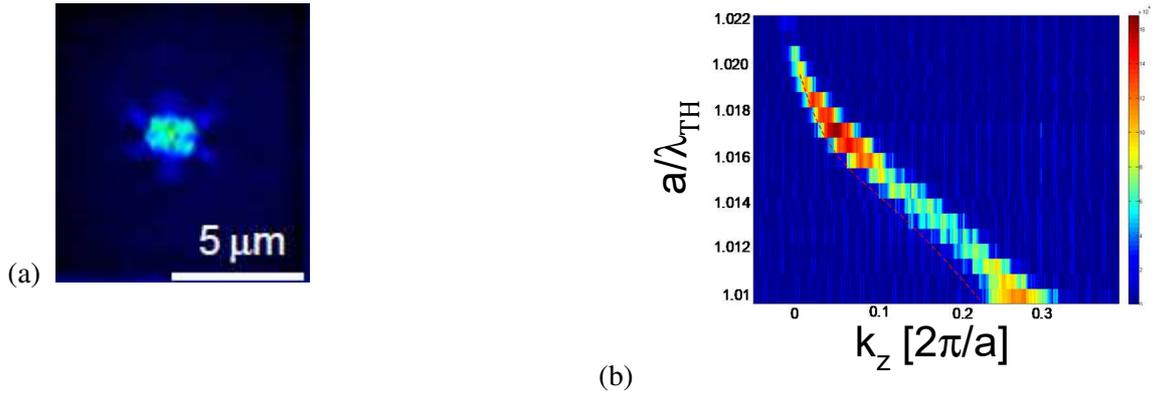


Figure III.5 : Exemples de mesures dans le visible donnant, via la génération de troisième harmonique, une information sur le signal IR confiné (a) dans une cavité à cristal photonique (extrait de [73]) et (b) dans un guide à cristaux photoniques lent (extrait de [72]). La cartographie en (a) permet de remonter à la distribution du mode optique IR dans la cavité et (b) permet d'extraire la dispersion du mode guidé IR confiné sous la ligne de lumière.

Comme on peut cependant s'y attendre, surtout pour un matériau comme le silicium, absorbant dans le visible, l'efficacité de conversion associée à la génération de troisième harmonique est assez faible ( $\sim 10\text{pW}$  à  $10\text{W}$  de puissance pic IR couplée, i.e. une efficacité de conversion de  $5 \times 10^{-10}$  pour  $1\text{Watt}$  de puissance pic de pompe). Pourtant, comme nous le verrons en section IV.1, ce picowatt de lumière visible se révèle suffisant pour permettre la réalisation de fonctions de diagnostic permettant de mesurer la qualité (rapport signal sur bruit) d'un signal ultra-rapide, non mesurable par les techniques classiques en électronique, ou bien la signature temporelle (auto-corrélation) d'impulsions picosecondes (cf. section IV.1).

### III.5 Mélange à quatre ondes

En dehors des effets d'auto-modulation de phase, d'absorption à deux photons, ou de génération de 3<sup>ème</sup> harmonique, le mélange à 4 ondes représente une signature de l'effet Kerr particulièrement pertinente pour le traitement tout optique de l'information, compte tenu de la variété d'applications et de fonctions tout optiques sous-tendues par cet effet nonlinéaire [74]. Le mélange à 4 ondes permet en effet la conversion en longueur d'onde de signaux optiques (particulièrement pertinente dans le contexte WDM pour copier l'information codée sur une longueur d'onde vers un autre canal) sur près d'une octave [44], l'amplification paramétrique de signaux optiques [75], la génération de peignes de fréquences [40], la régénération de signaux optiques (3R) [76], ou le démultiplexage temporel de signaux optiques, tandis que la constante de temps élevée de l'effet Kerr pur sous-jacent garantit a priori un fonctionnement à des débits de données extrêmement rapides.

Dans sa forme la plus simple, le mélange à 4 ondes dégénéré (cf figure II.4, section II.6) fait interagir un signal de forte puissance (la pompe) avec un signal de longueur d'onde distincte (la sonde) pour générer un

troisième signal (idler) à une longueur d'onde quasi-symétrique (modulo la dispersion) du signal sonde par rapport à la pompe (conservation de l'énergie des photons dans le processus élastique).

Nous avons expérimentalement montré qu'ici encore, le ralentissement de la lumière dans des guides à cristaux photoniques pouvait jouer un rôle déterminant pour renforcer l'efficacité de ce phénomène [77]. Non seulement les effets Kerr mettant en jeu un seul signal de pompe (auto-modulation de phase, génération de troisième harmonique) peuvent bénéficier du ralentissement, mais également ceux utilisant des signaux d'entrée à des longueurs d'onde distinctes. L'ingénierie des bandes plates à faible vitesse de groupe est cruciale pour ce type d'applications. Un renforcement maximum est en effet obtenu si tous les signaux se propagent à de faibles vitesses de groupe, c'est-à-dire s'ils sont compris dans la bande passante du guide lent (cf. Figure III.6) [78]. Une efficacité de conversion de -9dB ( $P_{idler}/P_{signal}$ ), c'est-à-dire dix fois plus importante que pour un guide silicium testé dans des conditions analogues, est ainsi mesurée pour un guide de  $80\mu\text{m}$  de long avec une puissance de pompe de 1W et un désaccord spectral pompe/ signal de 6nm. Dans ces expériences également, le rôle de l'absorption nonlinéaire (absorption à deux photons et porteurs libres) produit une saturation de l'efficacité de conversion du mélange à quatre ondes au-delà de 1W de puissance pompe (Figure III.6(c)).

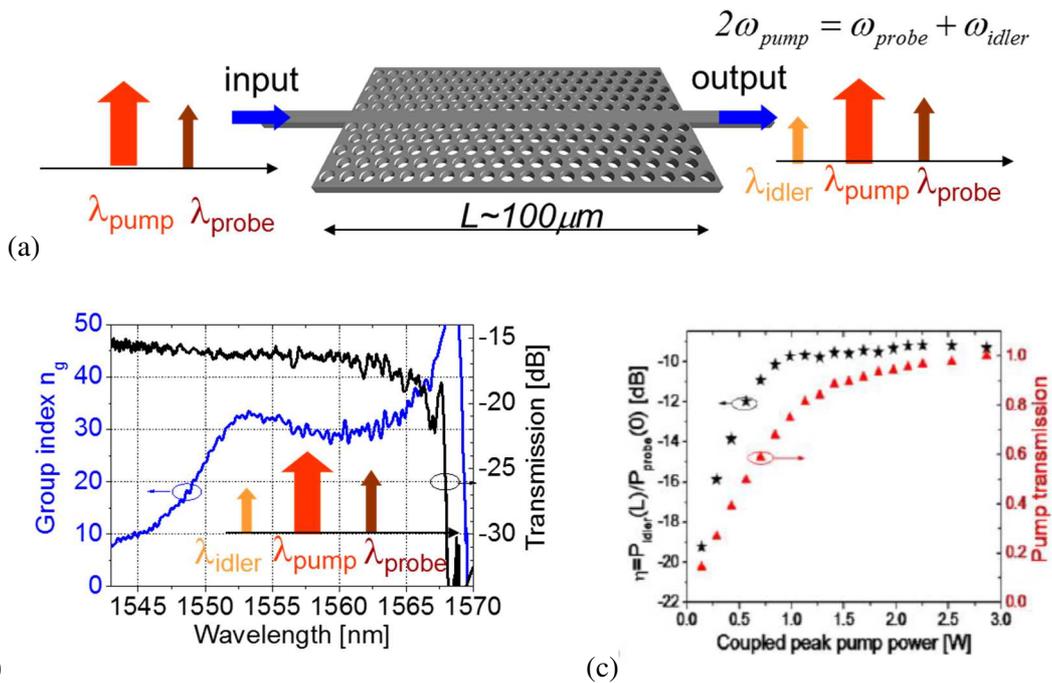


Figure III.6 : (a) Schéma de principe illustrant le mélange à 4 ondes dégénéré dans un guide à cristal photonique lent, produisant, à partir d'un signal de pompe de forte intensité, et d'un signal sonde décalé en longueur d'onde, un signal idler à la longueur d'onde symétrique de la sonde par rapport à la pompe. (b) Transmission et dispersion d'indice de groupe d'un mode lent, superposé aux longueurs d'ondes des différents signaux injectés, ou générés, impliqués dans le mélange à 4 ondes dégénérés. Dans cet exemple, les trois signaux sont inclus dans la bande passante du mode lent pour renforcer l'efficacité du phénomène nonlinéaire. (c) Efficacité de conversion et transmission normalisée de la puissance pompe en fonction de la puissance pic de pompe couplée. Extrait de [77].

J'ai déjà mentionné que la condition d'accord de phase était un critère déterminant pour l'efficacité du mélange à 4 ondes, permettant même, lorsque celle-ci est respectée de convertir le signal sonde vers le signal idler suivant une loi exponentielle avec la distance de propagation le long de la structure guidante nonlinéaire (cf section II.6). Une particularité de la lumière lente vis-à-vis du mélange à 4 ondes résulte de la combinaison entre des distances en général courtes (à cause des pertes par propagation relativement importantes) et d'une dispersion d'ordre supérieure non négligeable.

L'efficacité de conversion pouvant s'exprimer comme le produit de  $(\gamma P_p L)^2$  et  $\varphi$  (cf. section II.6), il apparaît que lorsque les distances  $L$  sont courtes, comme dans le cas présent, on ne peut guère espérer une variation exponentielle de l'efficacité de conversion le long de la longueur. Par contre, le facteur de phase  $\varphi$  peut s'avérer extrêmement pénalisant (et bien inférieur à 1) si l'on n'ingénierie pas la dispersion, compte tenu des fortes dispersions naturellement mises en jeu dans des guides à cristaux photoniques, en particulier ceux qui présentent des modes lents.

Ayant pris ces précautions, nous verrons dans la section IV que le renforcement du mélange à 4 ondes (spontanée ou stimulée) dans des guides lents nous a permis de réaliser des fonctions de traitement tout optique de l'information extrêmement compactes, et avec des consommations en puissance moindres par rapport à des géométries de guides d'onde plus « classiques ».

### III.6 Conclusion

J'ai montré comment des guides à cristaux photoniques en silicium permettaient de ralentir la lumière, tout en offrant un contrôle de la dispersion des modes propagatifs. Ces deux aspects clés ont donné lieu à des démonstrations expérimentales confirmant que ces structures étaient à même de renforcer un certain nombre de mécanismes d'optique nonlinéaire fondamentaux mettant en jeu un signal optique impulsionnel (auto-modulation de phase, génération de 3<sup>ème</sup> harmonique) ou plusieurs signaux optiques (mélange à quatre ondes). J'ai également mis en évidence que l'utilisation des modes lents pour l'optique nonlinéaire requérait la maîtrise des pertes par propagation et des pertes au couplage dans ces structures particulières. Malgré l'augmentation de ces pertes, un effet net d'exaltation est mesuré lorsque l'on compare (à niveau de fabrication égal) les performances obtenues à celles mesurées sur des guides d'onde plus classiques reposant sur la réflexion totale interne et soutenant des modes à vitesse de propagation « standard » (autour de  $\sim c/3.5$ ). Enfin, le renforcement des effets nonlinéaires a été mesuré à la fois sur la réponse Kerr optique (utile) mais également sur les pertes nonlinéaires indésirables (absorption à deux photons et génération/ interaction avec les porteurs libres) engendrées dans ces structures. Le fort ratio surface/ volume associé aux cristaux photoniques est également susceptible d'accentuer, a priori, les pertes par absorption liée aux états de surfaces observés dans des nanoguides en silicium [79], créant des porteurs libres localisés aux interfaces, qui sont eux même responsables d'une absorption qui augmente avec l'intensité du mode. Ces observations délimitent les contours des applications permises par les guides à mode lents et soulignent les limites de cette approche pour l'optique nonlinéaire sur puce à haute puissance ou pour des structures longues.

Malgré ce dernier bémol, je montrerai dans la section suivante que le renforcement des nonlinéarités induit par ralentissement de la lumière peut être exploité pour la réalisation de certaines fonctions optiques sur puce compactes et rapides. Surtout, l'existence des modes lents ingénierés sur une fenêtre spectrale confortable ( $\sim 1\text{THz}$  pour des modes se propageant à  $c/30$ ) rend ces composants, contrairement à l'approche résonante (micro-résonateurs à fort Q), compatibles avec des signaux optiques haut débit.

## IV. Quelques démonstrations d'applications d'optique non linéaire sur puce exploitant des modes lents

Les phénomènes d'optique non linéaire décrits dans la section précédente se prêtent à la réalisation de fonctions ou composants sur puce tout optique, c'est-à-dire sans faire intervenir un signal de contrôle électronique et sans convertir le signal optique en signal électronique avant son traitement. Différents types d'applications deviennent ainsi accessibles : des fonctions de traitement tout optique d'un signal haut débit (conversion en longueur d'onde, amplification, régénération [80] etc...) ou bien des fonctions permettant de mesurer des impulsions lumineuses ou trains de données extrêmement rapides (mesure de rapport signal sur bruit, de la largeur temporelle des impulsions lumineuses,...). Les effets non linéaires du 3<sup>ème</sup> ordre permettent également la réalisation de sources de paires de photons corrélées pour applications en optique quantique. Je présente ci-après des exemples d'application dans ces différents domaines, et dans lesquels j'ai eu une contribution importante avec mes collègues de CUDOS.

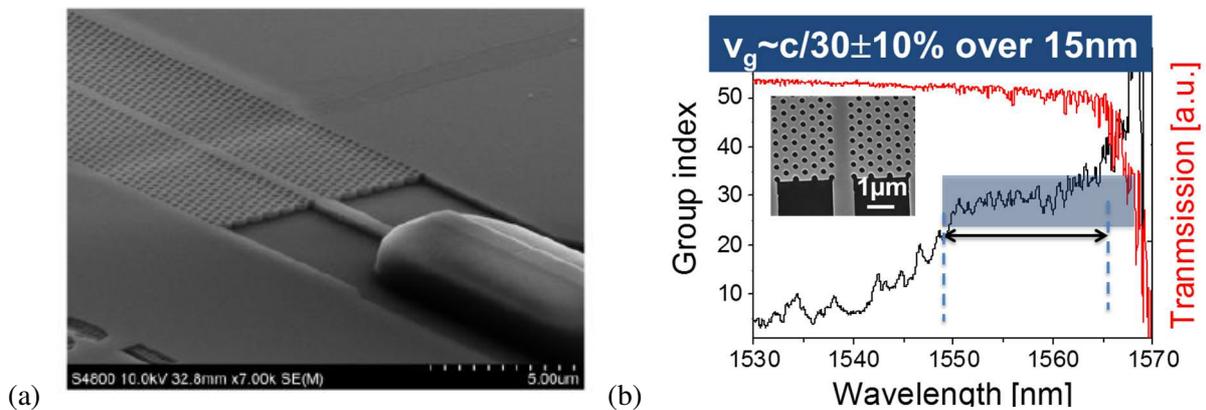


Figure IV.1 : (a) Image SEM d'un guide à cristaux photoniques lents en Si, suspendu dans l'air, et couplé à un guide polymère SU8, tiré de [81]. (b) Dispersion d'indice de groupe et transmission correspondant, adaptée de [82].

La démonstration des fonctions suivantes en utilisant des guides à cristaux photoniques à modes lents a été rendue possible par la réalisation à l'université de St Andrews de puces en silicium incluant des tapers inverses (cf. Figure IV.1(a)). Ces derniers ont permis d'atteindre des niveaux de transmission de -8dB au total pour une puce de quelques millimètres incluant un guide à cristaux photoniques soutenant un mode de  $v_g=c/30$  de  $96\mu\text{m}$  de long (cf. Figure IV.1(b)). En plus d'abaisser les puissances externes nécessaires à la démonstration des fonctions obtenues, ces puces ont permis d'améliorer la stabilité du couplage, facilitant, l'acquisition des mesures et augmentant leur fiabilité (en particulier pour la génération de paires de photons corrélées).

### IV. 1 Fonctions de diagnostic de signaux rapides

#### Performance monitoring

Dans les réseaux de communication, traiter ou rediriger l'information est tout aussi important qu'avoir en temps réel une information sur la qualité des signaux optiques qui s'y propagent. Des fonctions de « contrôle de performance » tout optique apparaissent donc comme des composants clés à développer lorsque les débits

de données (ou trains d'impulsion véhiculant ces données) échangées deviennent bien supérieurs aux débits compatibles avec les systèmes de mesure électroniques (typiquement quelques dizaines de Gbit/s), ce qui pourrait être le cas dans les réseaux haut débits à venir. Des fonctions (si possible sur puce) servant d'indicateurs, sans avoir à convertir, ni démultiplexer temporellement (pour ralentir les débits) les signaux optiques échangés pourraient devenir alors extrêmement utiles.

Dans ce contexte, nous avons démontré que l'on pouvait utiliser le signal visible émis par génération de troisième harmonique pour mesurer le rapport signal sur bruit de données portées par des impulsions optiques courtes ( $<1\text{ps}$ ) dans le proche-infrarouge et avec un débit élevé (640Gbit/s) [64]. Le principe consiste à utiliser la fonction de transfert cubique reliant la puissance pic du signal infra-rouge à la puissance (moyenne) émise dans le visible à la troisième harmonique (cf. Figure IV.2). Un signal infrarouge dégradé présentera une puissance pic affaiblie, émettant ainsi un signal d'intensité plus faible dans le visible qu'un signal « propre » de même puissance moyenne. Il en résulte qu'en mesurant simplement avec un détecteur relativement lent la puissance moyenne émise dans le visible, on a directement accès à la qualité, c'est-à-dire au rapport signal sur bruit, des données transmises, permettant ainsi de détecter, en temps réel, leur dégradation éventuelle dans les réseaux de communication. Nous avons démontré ce concept dans les guides d'onde lents en silicium en injectant des trains d'impulsions sur lesquels étaient codées des séquences de bits de données pseudo-aléatoires avec des débits pouvant atteindre 640Gbit/s. Nous avons mesuré la puissance moyenne visible émise en fonction du rapport signal sur bruit des données injectées dans nos guides et artificiellement dégradées en ajoutant un bruit optique large bande. Bien que réduit pour des débits plus élevés, le contraste mesuré sur la puissance visible entre signaux IR propres ou dégradés s'avérait suffisant pour valider cette démonstration de principe, même à 640Gbit/s, c'est-à-dire à des débits bien supérieurs aux capacités des systèmes de mesure électroniques.

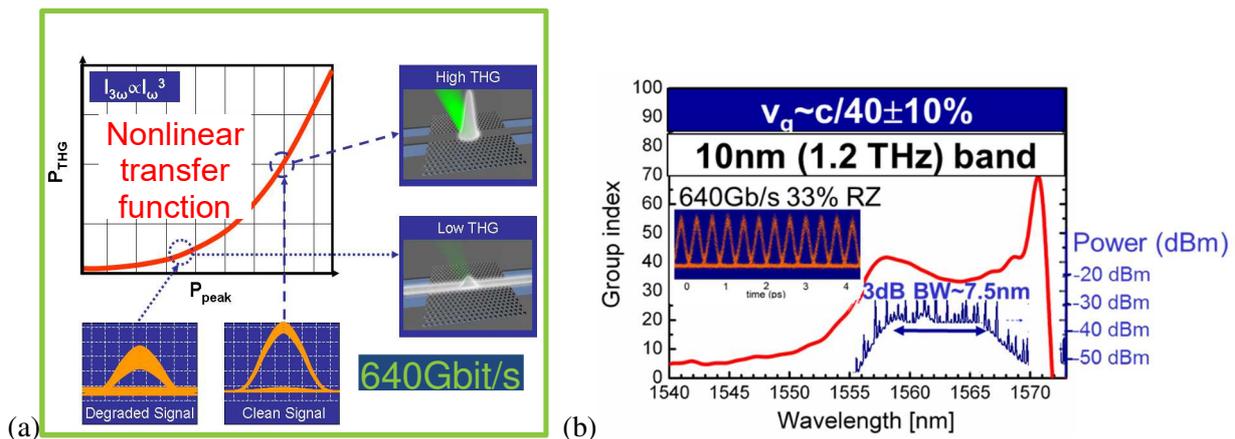


Figure IV.2 : (a) Principe de la mesure de la qualité de signaux optiques exploitant la fonction de transfert cubique entre la puissance moyenne du signal (visible) de troisième harmonique et la puissance pic des impulsions IR injectées dans un guide lent. Deux signaux, l'un dégradé par un bruit blanc et l'autre avec un fort rapport signal sur bruit, produisent, pour la même puissance moyenne IR, des signaux visibles de puissance moyenne différente. (b) Dispersion de l'indice de groupe superposé au spectre d'un signal cadencé à 640Gbit/s. Tiré de [64].

Un autre exemple de fonction de diagnostic sur puce utilisant la génération de troisième harmonique est la réalisation de fonctions d'autocorrélation, permettant de mesurer la signature temporelle d'impulsions courtes ( $<1\text{ps}$ ). En injectant dans un guide à cristaux photoniques lent une impulsion et sa réplique dans des directions opposées, nous avons démontré que l'interaction nonlinéaire entre ces deux signaux impulsionnels identiques pouvait produire une enveloppe stationnaire dans le visible (génération de troisième harmonique croisée) reproduisant le profil temporel de l'impulsion lumineuse [82], par le biais d'une équivalence temps/distance (cf. Figure IV.3). L'observation par optique de Fourier permet d'ailleurs de distinguer la génération de troisième harmonique produite indépendamment par chaque impulsion seule et celle associée à la génération de troisième harmonique croisée, offrant une méthode de filtrage (angulaire) pour augmenter le contraste du signal d'auto-corrélation mesuré dans le visible (cf. Figure IV.3(c)). Ce type de mesure permet également de visualiser fidèlement les effets de compression spatiale d'impulsion se produisant en présence d'un ralentissement de la lumière.

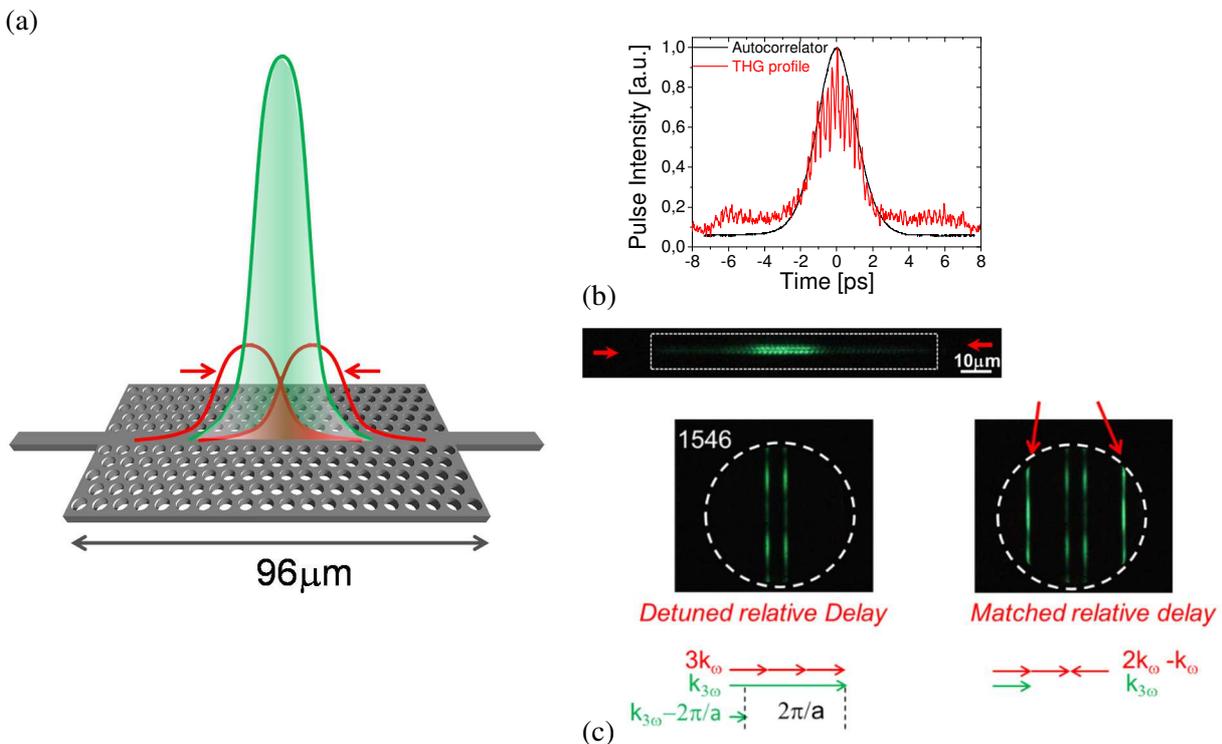


Figure IV.3: (a) Schéma de principe de l'auto-corrélateur exploitant un cristal photonique à mode lent dans l'IR. Le signal d'autocorrélation est obtenu sous la forme d'un profil stationnaire dans le visible issu de la génération de troisième harmonique croisée entre les répliques du signal IR impulsionnel injectées simultanément à gauche et à droite. (b) Signal d'autocorrélation mesuré à partir de l'image visible obtenue sur la caméra CCD et comparé à une mesure directe (durée d'impulsion 2.8ps). (c) Images par optique de Fourier des composantes en vecteur d'onde du signal visible, associées à la génération de troisième harmonique (fond continu) et la génération de troisième harmonique croisée entre les deux répliques contra-propagatives du signal IR. Ces dernières sont obtenues uniquement lorsque les signaux arrivent simultanément dans le guide à cristaux photoniques. Extrait de [82].

En incluant une ligne à retard dans l'un des bras de l'interféromètre (cf figure IV.4) utilisé pour la démonstration, il est même possible de réaliser des mesures de type « temps de vol ». En changeant le point de rencontre des impulsions dans le guide à cristaux photoniques par variation du délai relatif entre les deux chemins optiques, on peut observer l'impulsion lumineuse « se déplacer », en quelque sorte, dans le guide, et mesurer directement sa vitesse de groupe. Ce type de mesures donne également accès à des informations « internes » sur la propagation d'impulsions lumineuses en régime de lumière lente, et la manière dont ces impulsions sont potentiellement dégradées [83,84]. Il s'avère qu'aux vitesses étudiées (jusqu'à  $c/40$ ), nous avons vérifié que l'intégrité de l'impulsion lumineuse était préservée.

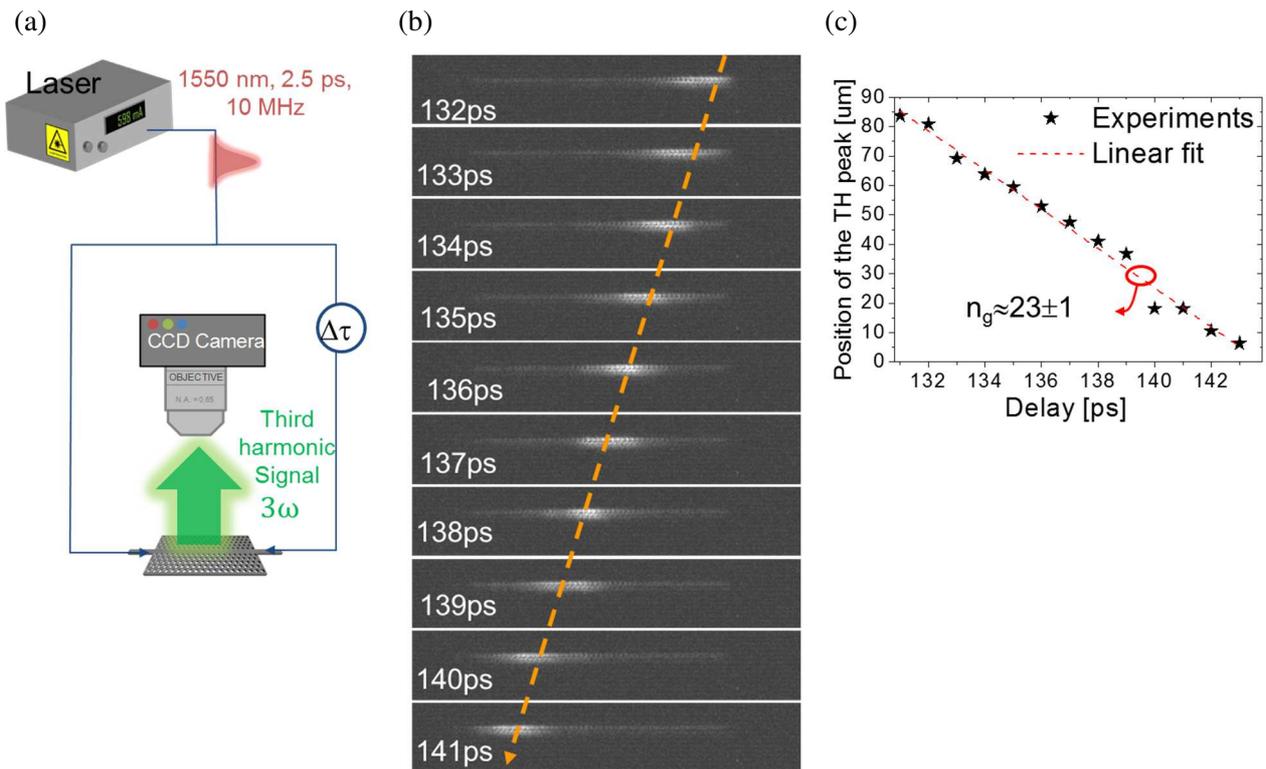


Figure IV.4: (a) Schéma de principe de l'expérience permettant la mesure d'autocorrélation, avec le rôle de la ligne à retard permettant de régler le point de rencontre entre les deux répliques contra-propagatives des impulsions lumineuses IR. (b) Série d'images visibles montrant le principe d'une mesure équivalente de « temps de vol » en ajustant le délai relatif entre les deux impulsions, donc leur point de rencontre dans le guide et (c) Extraction de l'indice de groupe associé à la longueur d'onde (1548nm) injectée dans le guide. Adapté de [82].

### Mesure de spectres radio-fréquences

Nous avons également démontré, dans des nanoguides en silicium, une autre fonction de diagnostic permise par les effets nonlinéaires sur puce et que je ne détaillerai pas ici : la mesure radio-fréquence d'un signal infra-rouge par l'intermédiaire d'une modulation de phase croisée [85].

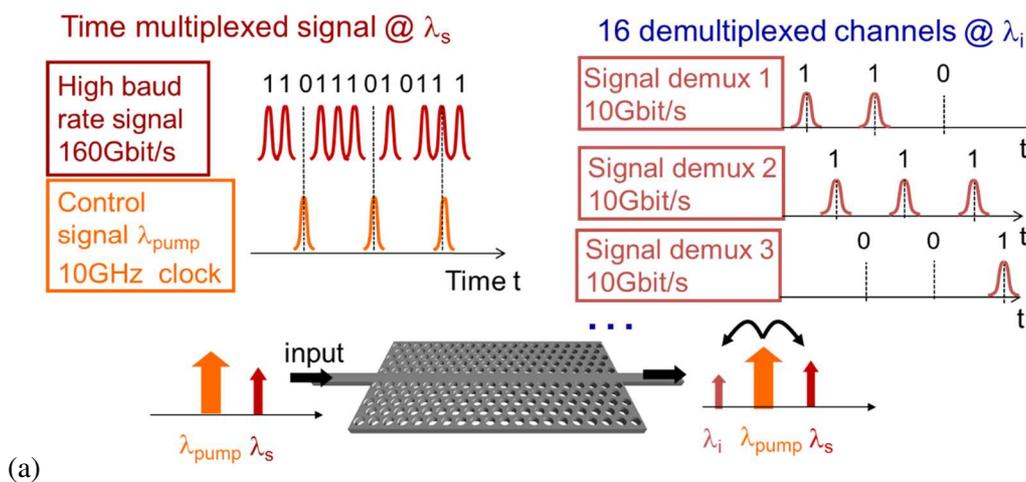
Après ces illustrations liées au diagnostic de signaux rapides, je présente ci-après d'autres exemples d'application de phénomènes nonlinéaires sur puce dans des guides à cristaux photoniques lents en silicium cristallin, concernant, cette fois, le traitement tout optique de l'information sur puce.

## IV. 2 Fonction de traitement tout optique de l'information à haut débit

### Démultiplexage temporel tout optique de signaux ultra-rapides

Comme déjà évoqué, le mélange à 4 ondes est le phénomène associé à l'effet Kerr qui se prête sans doute le plus à la réalisation de fonctions de traitement tout optique de l'information. Par exemple, il est possible de démultiplexer temporellement un signal optique haut débit (non mesurable directement par des instruments électroniques) en plusieurs canaux parallèles de débits plus faibles, rendus ainsi compatibles avec des composants électroniques. Dans ce scénario, le signal de pompe varie à une fréquence qui est un sous-multiple du signal de données et a une longueur d'onde distincte de ce dernier. Lorsque les signaux pompe et données sont temporellement alignés ou synchronisés, le mélange à 4 ondes produit un signal (idler) de longueur d'onde distincte qui contient une copie des données au taux de répétition plus faible défini par le signal de pompe. En décalant temporellement les signaux pompe/ données, et en filtrant spectralement le signal converti, on peut ainsi démultiplexer les différents canaux de données. Un schéma de principe est représenté sur la figure IV.5.

Nous avons démontré ce type de fonction avec un guide à cristaux photoniques lent présentant une bande plate de vitesse de groupe  $c/30$  sur une bande passante de 16nm [86]. L'inclusion de tapers inverses sur ces guides a permis d'abaisser les puissances requises (17mW de puissance de pompe moyenne à 10GHz et 14mW pour le signal à 160Gbit/s) et obtenir une stabilité suffisante pour que les signaux décodés présentent une pénalité faible (2dB) en termes de puissance nécessaire au récepteur pour maintenir un taux d'erreur négligeable ( $<10^{-9}$ ) comme en témoigne la figure IV.5(c).



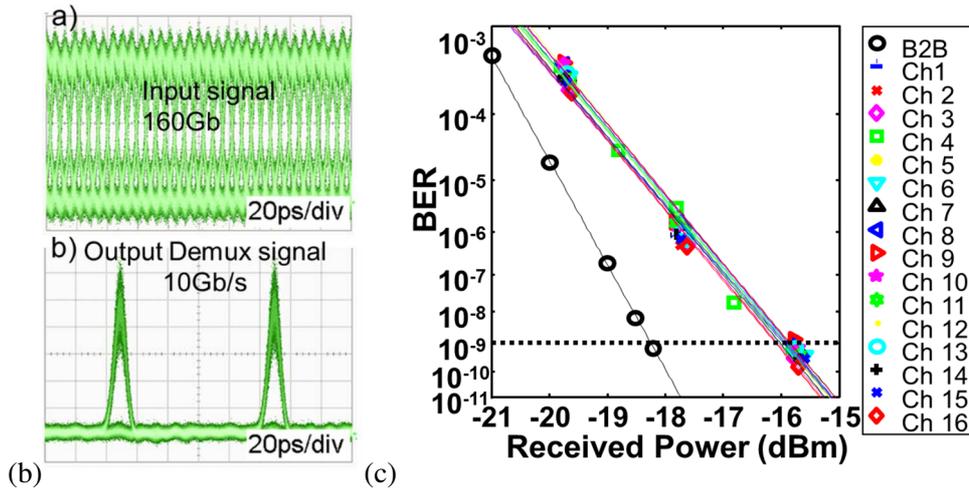


Figure IV.5 : (a) Schéma de principe montrant l'utilisation du mélange à 4 ondes, entre un signal de pompe à  $\lambda_p$ , un signal contenant les données à  $\lambda_s$  et un signal idler généré en sortie à  $\lambda_i$ , pour du démultiplexage temporel, dans cet exemple d'un signal à 160Gbit/s en 16 signaux à 10Gbit/s. Les sous-canaux à 10Gbit/s sont récupérés à  $\lambda_i$  lorsque la pompe à 10GHz ( $\lambda_p$ ) est synchronisée avec les différentes séries de données multiplexées temporellement dans le signal à 160Gbit/s porté par  $\lambda_s$ . (b) Diagrammes de l'œil mesurés pour le signal d'entrée et l'un des 16 signaux de sortie démultiplexés. (c) Mesure de taux d'erreur en fonction de la puissance détectée en sortie, montrant le démultiplexage sans taux d'erreur pour les 16 canaux de sortie. Extrait de [86].

Nous avons ainsi obtenu une fonction beaucoup plus compacte ( $<100\mu\text{m}$ ) que ce qui avait été démontré précédemment dans les fibres (100m) ou dans des guides d'onde intégrés de type SOI ou SOA ( $\sim$ qq centimètres) (cf. tableau IV.1). Cette démonstration montre le compromis offert par les guides lents en termes de compacité accrue/ consommation en puissance abaissée, tout en conservant une bande passante suffisante pour fonctionner à des débits élevés ( $>100\text{Gbit/s}$ ) non accessibles aux fonctions électroniques. On note toutefois que des fonctions très large bande pouvant traiter des données ultra-rapides de plus de 1.28Tbit/s ont été obtenues sur plate-forme intégrée (silicium ou chalcogénure), telles que répertoriées dans le tableau IV.1. Les guides d'onde réfractifs conventionnels offrent en effet des performances inégalées en termes de bande passante par rapport aux guides à cristaux photoniques, puisque l'ingénierie de dispersion dans ces guides réfractifs peut être atteinte sur une plage spectrale dépassant 1 octave. Soulignons toutefois que 16nm de largeur spectrale pour le mode lent à ingénierie de dispersion peut en principe traiter un signal optique modulé à 1,9THz. Enfin, le niveau de performance indiqué dans le tableau IV.1 pour un guide en silicium amorphe (matériau sur lequel nous reviendrons dans la section V.2) est remarquable avec une consommation en puissance (pompe pulsée) équivalente de seulement 95fJ/bit (facteur 10 rapport aux autres approches CMOS compatibles).

Tableau IV.1: Comparaison de différentes démonstrations de démultiplexage temporel dans des plateformes de type guides d'ondes sur puce, réalisées dans différents matériaux. Les puissances pics de pompe utilisées ainsi que les longueurs de guides sont précisées.

Plateforme	Puissance pic (pompe)	Longueur de guide	Démultiplexage temporel	Ref
Guide $As_2S_3$	4.4W	5cm	160Gb/s $\rightarrow$ 10Gb/s	[87]
	4W	7cm	1.28Tb/s $\rightarrow$ 10Gb/s	[88]
Guide en c-Si	0.5W	1.1cm	160Gbit/s $\rightarrow$ 10Gbit/s	[89]
	2W	5mm	1.28Tb/s $\rightarrow$ 10Gb/s	[90]
Guide en a-Si	50mW	6mm	160Gbit/s $\rightarrow$ 10Gbit/s	[91]
Guide à CP en c-Si	0.9W	100 $\mu$ m	160Gbit/s $\rightarrow$ 10Gbit/s	[86]

### IV. 3 Sources de paires de photon corrélées pour l'optique quantique

Une dernière application des guides à cristaux photoniques lents en silicium que nous avons étudiée concerne la génération de paires de photons corrélés par mélange à 4 ondes spontané. Les approches fondées sur des émetteurs quantiques uniques pour la réalisation de sources à un photon déterministes restent assez difficiles à mettre en œuvre d'un point de vue technologique (isolement d'une boîte quantique en cavité...) et pratique (recours aux basses températures), même si des avancées considérables ont permis de développer ces approches et de commencer à les commercialiser (Quandela start up du C2N en France et SparrowQuantum au Danemark). En marge de ces techniques, les phénomènes d'optique nonlinéaire représentent aujourd'hui une alternative pertinente. Fonctionnant à température ambiante, un phénomène nonlinéaire est capable de générer spontanément des paires de photons corrélés, de telle sorte que la présence d'un des deux photons vienne annoncer l'existence du deuxième photon, qui peut être utilisé pour des opérations quantiques. L'inconvénient de ces techniques est l'absence de déterminisme de ces processus de génération spontanée aléatoires, mais en l'absence de véritables sources à un photon fondées sur des émetteurs quantiques uniques, ces approches nonlinéaires restent pertinentes car leur mise en œuvre est plus aisée.

La génération de paires de photons corrélés en pompant un matériau nonlinéaire nécessite une puissance pompe importante. L'intérêt de l'optique intégrée dans ce contexte est multiple : potentiellement les puissances seuil pour générer ces paires de photons corrélés peuvent être réduites et ces sources compactes peuvent être intégrées en grand nombre sur une même puce pour augmenter, en multiplexant leur sorties individuelles [92], la brillance globale (taux de répétition) de la source, palliant ainsi à leur caractère intrinsèquement non déterministe. Enfin, l'intégration des sources est envisagée par certains acteurs du domaine comme un point de départ pour intégrer tout le circuit [93], jusqu'au récepteur, et réaliser, sur des plates-formes extrêmement stables et compactes, différentes opérations quantiques [94].

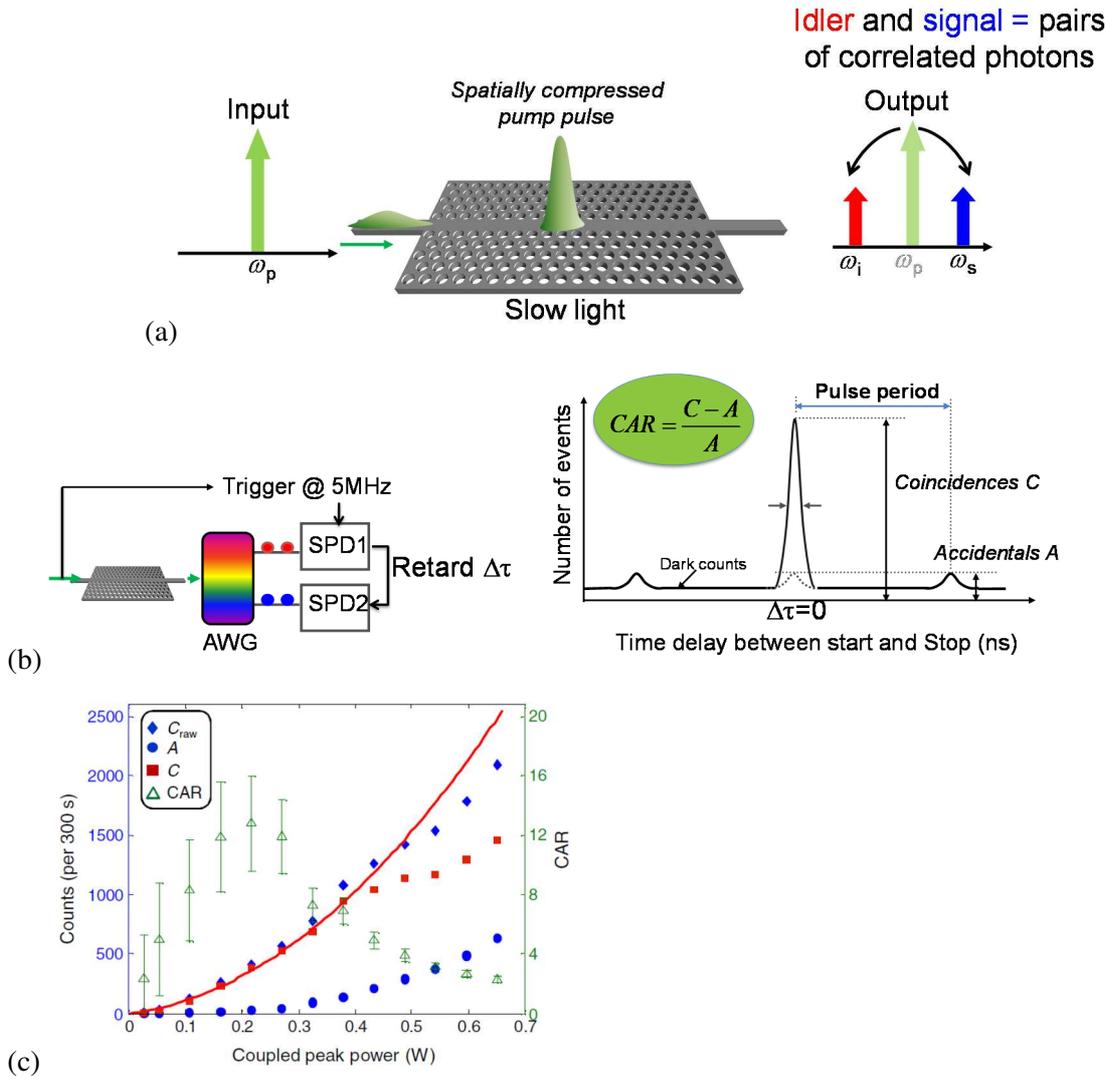


Figure IV.6 : (a) Schéma de principe de la génération de paires de photons corrélés (à  $\omega_i$  et  $\omega_s$ ) à partir de mélange à quatre ondes spontané excité par une impulsion pompe (à  $\omega_p$ ) injectée dans un guide nonlinéaire. Le guide à cristal photonique « lent » permet, en renforçant la nonlinéarité, d'avoir un composant plus compact. (b) Explication de la mesure de CAR (coincidence to accidental ratio) à partir du filtrage spectral du signal et de l'idler de part et d'autre de la longueur d'onde de pompe et du retard contrôlé entre les deux photodiodes à avalanche. Les événements « coincidences » correspondent à deux détections simultanées pour un retard nul (photons signal et idler reçus en même temps, signature de la corrélation des paires de photons émis), et les événements « accidentels » correspondent à deux détections simultanées pour un retard non nul. (c) Mesure du CAR en fonction de la puissance de pompe pic couplée à la puce. Extrait/ adapté de [95].

Nous avons utilisé les guides silicium à cristaux photoniques lents ( $v_g \sim c/30$ ) et les avons pompés avec une source laser impulsionnelle aux longueurs d'onde télécoms, pour mesurer les caractéristiques des photons émis spontanément dans des bandes spectrales symétriques par rapport à la longueur d'onde de pompe (Figure IV.6(a-b)) [95,96]. Des mesures d'anti-corrélation ont permis de mettre en évidence la corrélation des paires de photons ainsi générés ( $CAR \sim 13$ , cf. Figure IV.6(c)). Le taux de paires de photons corrélés émises par un

guide lent de seulement  $100\mu\text{m}$  de long était de 0.006 par impulsion, donnant une brillance de ces sources de  $1.8 \times 10^{18}$  paires/s/W<sup>2</sup>/m<sup>2</sup>/nm pour une puissance de pompe de 0.23W. Au-delà d'une puissance de 0.6W, la probabilité d'émission de plus d'une paire de photons dégrade les performances de la source, avant même que l'absorption à deux photons (et absorption des porteurs libres) ne devienne pénalisante. Le résultat essentiel est que l'exploitation de modes lents permet d'avoir des sources extrêmement compactes (un facteur 100 par rapport à des guides Si utilisés précédemment [97,98] qui correspond au ratio du carré des paramètres nonlinéaires  $\gamma$  des différents guides), ce qui permet d'envisager leur intégration dense sur puce [99]. Depuis, cette approche a été étendue à la génération de paires de photons intriquées [100].

#### IV.4 Autres applications de l'optique nonlinéaire sur puce

##### *Autres applications des modes lents en optique nonlinéaire*

Au-delà des résultats que j'ai présentés, d'autres groupes ont travaillé sur l'exploitation des modes lents pour l'optique nonlinéaire sur puce. Le renforcement de la diffusion Raman en régime spontané [101] ou stimulé [102] ont été démontrés, montrant l'intérêt de la lumière lente pour augmenter l'efficacité de phénomènes nonlinéaires inélastiques. Un autre exemple d'application intéressant du mélange à quatre ondes est l'amplification paramétrique qui permet d'amplifier directement un signal optique, sans contrôle électronique, et pour des signaux haut débit présentant une largeur spectrale importante. Les amplificateurs optiques à semiconducteur (SOA) utilisant des matériaux actifs représentent la technologie dominante pour réaliser ces fonctions dans les télécommunications mais restent limités à des signaux typiquement modulés à quelques dizaines de Gbit/s<sup>9</sup>. Le mélange à quatre ondes a ainsi été exploité dans des guides à cristaux photoniques<sup>10</sup> pour amplifier un signal optique [103], montrant qu'un gain d'amplification de 1.3dB pouvait être atteint pour un signal continu (pompe pulsée picoseconde)<sup>11</sup>. Ce niveau de performance ouvre la voie à la réalisation d'oscillateurs paramétriques optiques. L'exploitation des modes lents pour le mélange à quatre ondes a même été étendu à des données optiques exploitant des formats de codage sur l'amplitude et la phase, montrant que l'amplification sensible à la phase était possible dans des guides lents en silicium avec un taux d'extinction de 11dB [104]. Ce type de démonstration permet d'envisager la régénération en phase de signaux optiques, laissant entrevoir l'intérêt de l'optique nonlinéaire pour le traitement de données haut débit codées sur des formats de modulation avancée, déjà déployés sur le réseau de communication.

Les modes lents ont également été utilisés pour la création de fonctions logiques appliquées à des signaux modulés à 40Gbit/s au format DPSK (par exemple une porte XOR tout optique à base de mélange à 4 ondes [105]). Ils apportent, dans ce contexte, un avantage en termes de compacité, c'est-à-dire des perspectives d'intégration dense de composants logiques sur puce.

---

<sup>9</sup> Notons tout de même que des démonstrations de traitement tout optique de l'information ont été réalisées avec des SOA (matériau actif à base de boîtes quantiques) pouvant fonctionner à 100Gb/s.

<sup>10</sup> Ceci a été obtenu dans des structures en GaInP et non en silicium, cf. section V.2.

<sup>11</sup> Des gains supérieurs ont été atteints pour d'autres plates-formes matériaux, cf section V.2.

Une autre utilisation intéressante (plus fondamentale) des guides à cristaux photoniques à modes lents qui mérite d'être soulignée est la génération de solitons, c'est-à-dire d'impulsions lumineuses se propageant sans distorsion grâce à un profil de dispersion de la structure guidante opposé à l'effet de l'auto-modulation de phase (cf. section II.6). La longueur de propagation nécessaire à l'observation d'effets solitoniques est donnée par la longueur de dispersion ( $L_D = \tau^2/\beta_2$ , où  $\tau$  est la durée de l'impulsion), qui doit elle-même être proche de la longueur nonlinéaire ( $L_{NL} = 1/(\gamma P)$  où  $P$  est la puissance pic de l'impulsion). Les cristaux photoniques sont avantageux dans ce contexte car ces longueurs peuvent être raccourcies pour des impulsions picosecondes de puissance modérée en profitant d'une dispersion plus élevée avec les structures périodiques qu'avec des structures réfractives classiques, ainsi que d'un paramètre nonlinéaire  $\gamma$  renforcé par ralentissement de la lumière. Dans certaines conditions (nonlinéarité plus forte que la dispersion,  $L_{NL} < L_D$ ), l'impulsion peut même se trouver temporellement comprimée en sortie de guide. La faculté de contrôler la dispersion le long du guide, à priori possible avec des cristaux photoniques, pourrait être pertinente dans ce contexte [106]. Les cristaux photoniques sont particulièrement bien adaptés pour observer ces phénomènes car leur géométrie offre un contrôle de la dispersion assez fin, permettant d'obtenir, dans des géométries compactes (typiquement  $< 1\text{mm}$ , au lieu de  $100\text{m}$  dans les fibres), l'effet recherché de compression pour des impulsions picosecondes avec une énergie réduite ( $\sim$ picojoule) [107,108]. L'étude de ces phénomènes dans des guides beaucoup plus courts donne également accès à l'utilisation d'outils de caractérisation in situ (permettant l'observation de l'évolution spatiale et temporelle d'impulsions le long de la structure guidante), comme le champ proche optique hétérodyne, révélant l'origine de certains mécanismes physiques gouvernant, par exemple, la fission des solitons dans ces guides [109]. La dynamique de ces solitons, perturbés par leur interaction avec des porteurs libres générés dans le semiconducteur, a également été mise en évidence [110], montrant l'intrication des différents phénomènes physiques affectant la propagation d'impulsions picosecondes, pouvant conduire, dans certains cas, à une accélération de ces dernières [111,112,113]. A titre d'illustration des opportunités offertes par le contrôle de la dispersion dans ces structures, la présence de deux zéros dans le profil de dispersion (Group Velocity Dispersion) d'un guide à cristal photonique lent ingénieré a permis d'obtenir de la conversion d'énergie entre le soliton picoseconde et une onde dispersive spectralement décalée (radiation Cherenkov) à partir de structures compactes ( $\sim$ mm) et pour des puissances modérées ( $\sim$ W) [114]. Dans cet exemple, le profil de dispersion du mode rend cette conversion particulièrement efficace grâce à un verrouillage temporel du soliton et de l'onde dispersive engendrée. Enfin, la dispersion particulière dans ces guides à cristaux photoniques lents (en silicium) a également conduit à l'observation de nouveaux types de solitons (quartic solitons) générés dans un régime de dispersion normal suite à l'interaction entre une dispersion d'ordre 4 négative dominante et la nonlinéarité Kerr [115]. Ainsi, la génération de modes lents sur puce permet à la fois d'assurer des fonctions de traitement tout optique de l'information mais également de manipuler directement le profil temporel, spatial et spectral des signaux optiques, en jouant de manière indépendante sur la nonlinéarité et la dispersion des modes de manière extrêmement fine, et ce, dans des structures extrêmement compactes.

Si les guides à cristaux photoniques lents permettent d'augmenter la compacité des composants donc la densité d'intégration, ou d'abaisser leur consommation, ils ne sont pas forcément adaptés à toutes les nombreuses applications offertes par l'optique nonlinéaire. Il en est ainsi des fonctions requérant des dispersions contrôlées sur de larges gammes spectrales ( $\sim 1$  octave), telles que la génération de supercontinuum ou de peignes de fréquences, démontrées par ailleurs dans des nanoguides plus classiques ou des micro-résonateurs (cf section V).

Des articles de revue [74,116] dressent un large panorama des applications et opportunités multiples offertes par l'optique nonlinéaire sur plateforme intégrée pour le traitement tout optique de l'information, que je ne détaillerai pas ici. Pour en donner quelques exemples, différents mécanismes nonlinéaires (mélange à quatre ondes ou modulation de phase croisée...) peuvent être exploités pour recopier des données optiques sur de multiples canaux simultanément (multicasting). Les différentes raies spectrales associées à un peigne de fréquences peuvent être utiles dans ce contexte. L'optique nonlinéaire permet également d'envisager des fonctions nouvelles, comme le passage d'un format de données à un autre (conversion série-parallèle) par conversion de longueurs d'onde (mélange à quatre ondes). Il est ainsi possible de transformer des données haut débit multiplexées dans le domaine temporel (signaux OTDM, cf section IV.2) en une série de données codées dans le domaine spectral (signaux WDM) [117,118,119] et inversement [116] en une seule interaction nonlinéaire. Ceci a été démontré, par exemple, dans des guides en silicium millimétriques, pour des signaux DPSK modulés à 10 Gbit/s et multiplexés dans le domaine temporel à 640Gbit/s : 40 canaux (parmi les 64) ont pu être convertis simultanément sur 40 longueurs d'onde différentes [120]. La clé est l'utilisation d'un signal de pompe présentant une largeur spectrale importante (impulsions courtes) et modulé en phase (« chirped ») de telle sorte qu'après interaction nonlinéaire (par mélange à quatre ondes) avec le signal OTDM propagé dans un élément dispersif, les signaux convertis soient portés par des longueurs différentes et leur modulation en phase (« chirp ») annulée. Ces techniques devraient permettre de faire le pont entre des pans du réseau utilisant éventuellement des formats de modulation différents, offrant ainsi plus d'agilité dans la transmission de l'information. En définitive, la richesse des implémentations de l'optique nonlinéaire sur puce, initialement focalisée sur la réalisation de commutateurs tout optique de basse consommation, a permis d'étendre amplement les champs d'applications.

#### **IV.5 Conclusion**

L'approche des modes lents présentée dans cette section a permis d'augmenter la densité d'intégration des fonctions nonlinéaires réalisées, sous-tendant une grande variété d'applications de l'optique nonlinéaire, que ce soit pour les datacoms et le traitement tout optique de l'information (démultiplexage, amplification, régénération), la réalisation de fonctions logiques et de composants tout optique permettant directement le diagnostic de signaux optiques haut débit ou la réalisation de sources non classiques pour l'optique quantique. Elle ne répond cependant pas à toutes les applications. Certaines fonctionnalités (peigne de fréquence, supercontinuum ou fonction tout optique très large bande) a priori permises par l'optique nonlinéaire restent

incompatibles avec la largeur spectrale limitée des modes lents. De même, le niveau de performance atteint présente une efficacité limitée à haute puissance (ou pour de longues structures) par l'absorption nonlinéaire renforcée par le ralentissement de la lumière. Les fonctions réalisées restent donc compétitives mais dans le cadre de structures compactes et pour des consommations en puissance modérées. Les modes lents sont, en particulier, incapables de résoudre les limitations associées au matériau lui-même.

J'aborde cette question matériau dans la section suivante, en montrant les limitations spécifiquement liées au silicium cristallin, amplement exploité dans la section IV et je présente quelques alternatives pour parvenir à des fonctions nonlinéaires plus efficaces en changeant de matériau/ et ou de longueur d'onde de fonctionnement.

## V. Au-delà de la photonique silicium pour l'optique nonlinéaire sur puce

Je discuterai dans cette partie des limitations imposées par la plateforme SOI, qui, même si elle nous a permis un grand nombre de démonstrations intéressantes, pose un certain nombre de problèmes pour l'optique nonlinéaire sur puce aux longueurs d'onde télécom. Je présenterai certaines voies pour contourner ces difficultés, soit en exploitant d'autres types de matériaux (nitrure de silicium, semiconducteurs III-V à grand gap, verres de chalcogénure, silicium amorphe hydrogéné...), soit en changeant de longueur d'onde de fonctionnement. Cette deuxième approche a suscité un fort enthousiasme de la communauté scientifique en photonique nonlinéaire pour la gamme spectrale du moyen-IR (typiquement entre  $2\mu\text{m}$  et  $20\mu\text{m}$ ), dans laquelle la plupart des composés chimiques et biologiques ont une empreinte spectrale marquée. Transposée dans cette fenêtre spectrale, l'optique nonlinéaire sur puce ouvre ainsi la voie à la réalisation de composants photoniques compacts et large bande. J'évoquerai à ce sujet nos résultats sur la génération de supercontinuum utilisant une plate-forme SiGe/ Si faibles pertes développée par le CEA-Leti.

### V.1 Limites de la plateforme SOI

#### *Limites du silicium cristallin pour l'optique nonlinéaire aux longueurs d'onde télécom*

La plupart des travaux présentés dans les sections précédentes reposent sur la filière SOI, et exploitent plus particulièrement la réponse nonlinéaire Kerr du silicium cristallin. Or, comme mentionné à plusieurs reprises, le facteur de mérite faible ( $\text{FOM} \sim 0.5$ ) de ce matériau aux longueurs d'onde télécom et la génération de porteurs libres associée pose un certain nombre de problèmes, réduisant la vitesse des composants, distordant potentiellement les signaux, ou pénalisant la transmission des signaux traités à cause d'une absorption qui devient non négligeable à forte puissance. Ces limitations intrinsèques du silicium posent des difficultés pour obtenir certains phénomènes qui requièrent un fort régime nonlinéaire, difficile à atteindre en présence d'absorption nonlinéaire. C'est le cas de la génération de supercontinuum large bande aux longueurs d'onde télécom, dont la largeur spectrale sur SOI tend à plafonner à  $500\text{nm}$  [121,122] ( $300\text{nm}$  pour la 1<sup>ère</sup> démo expérimentale [123] en 2007, cf. Tableau V.4). Il en est de même de la génération de peignes de fréquences, qui nécessite de fortes densités d'énergie dans un micro-résonateur, et reste jusqu'ici inaccessible sur SOI aux longueurs d'onde télécoms. Enfin, les limitations du silicium cristallin interdisent même a priori la réalisation de certaines fonctions clés, comme l'amplification paramétrique de signaux lumineux continus avec un gain net positif. A titre d'exemple, le gain (sur puce) mesuré par amplification paramétrique sur guide SOI est supérieur à  $10\text{ dB}$  [75], mais l'absorption nonlinéaire et la génération de porteurs libres associée limitent ces fonctions à des régimes où la pompe est pulsée (par opposition à l'utilisation d'une pompe continue CW<sup>12</sup>).

Une manière de remédier au problème engendré par la création de porteurs libres est d'inclure des jonctions P-i-N polarisées en inverse pour accélérer leur recombinaison et donc réduire leur densité, qui est

---

<sup>12</sup> L'amplification de signaux optiques en régime continu est indispensable afin d'éviter, dans les réseaux, des problèmes de synchronisation temporelle entre pompe et signal à amplifier.

directement proportionnelle à l'amplitude des effets nonlinéaires (absorption et réfraction) pénalisant qu'ils induisent. Leur durée de vie a pu être ainsi réduite de 3ns à 12ps [124], permettant par suite d'augmenter le gain paramétrique mesuré (-1dB) avec une puissance de pompe continue aux longueurs d'onde télécom [125]. Cette technique sophistiquée a également donné lieu à la génération de peignes de fréquences dans un micro-anneau en SOI, présentant un facteur de qualité total de 220,000 (réalisé par une technique dite « sans gravure ») et pompé à  $2.5\mu\text{m}$  [126]. Cette approche pourrait potentiellement être étendue, d'après une étude théorique, à un fonctionnement dans la bande télécom autour de  $1.55\mu\text{m}$  [127]. Le raccourcissement de la durée de vie des porteurs et l'abaissement des pertes associées, restent indispensables à ces démonstrations. Néanmoins, cette technique est au détriment de la simplicité du composant, et ne résout pas le problème de l'absorption à deux photons inhérente au silicium et à l'origine des porteurs libres générés.

L'utilisation de modes lents, loin d'apporter une solution aux limitations intrinsèques du silicium cristallin, a tendance à l'aggraver en renforçant certains effets nonlinéaires pénalisants (par ex associés à la génération/ absorption/ dispersion des porteurs libres, cf section III.3). Si la plate-forme SOI sert donc de référence et a permis de confirmer des preuves de concept, elle est loin d'être la plate-forme idéale pour réaliser du traitement tout optique de l'information sur puce aux longueurs d'onde télécom, et profiter au mieux de techniques de renforcement d'effets nonlinéaires associées à l'utilisation de modes lents ou de cavités, présentées plus haut.

## V. 2 Exploration de filières matériaux alternatives

Pour pallier les limitations du silicium cristallin pour l'optique nonlinéaire aux longueurs d'onde télécom, une première solution est de changer de filière matériau. Des matériaux alternatifs ont été explorés et combinés avec les techniques présentées dans la section II pour exalter les effets nonlinéaires (cavité, guide à cristaux photoniques lents, ingénierie de la dispersion). Je présente quelques-uns de ces candidats ci-après, certains sur lesquels j'ai travaillé, et d'autres qui ont été explorés dans la littérature.

### *Le nitrure de silicium*

Une première plate-forme alternative proche du silicium est le nitrure de silicium qui peut être déposé par PECVD sur silice. Ce matériau présente une réponse nonlinéaire faible (typiquement un facteur 10 plus faible que le silicium cristallin) mais une absorption nonlinéaire inexistante, et donc aucun effet de porteurs libres concomitants. Surtout, la possibilité de réaliser des structures guidantes à très faibles pertes a permis la démonstration de résonateurs en anneaux à très haut facteur de qualité. A titre d'exemple, des facteurs de qualité  $Q$  de 7 millions ont été mesurés à  $1.55\mu\text{m}$  pour des anneaux en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  de section  $1.4\mu\text{m}\times 800\text{nm}$  [128] associés à des pertes par propagation équivalentes de 4.2dB/m et 37 millions pour des anneaux de section  $2.5\mu\text{m}\times 730\text{nm}$  avec des pertes équivalentes de 0.8dB/m [129]. Ces micro-résonateurs ont été exploités pour la génération de peignes de fréquences sur plus d'une octave [130] en pompant avec un laser continu de plusieurs dizaines ou centaines de milliwatts aux longueurs d'onde télécoms. La puissance seuil a même pu être abaissée autour du milliwatt dans le cas de facteurs de qualité record de 37 millions [129]. Contrairement

au silicium cristallin, des sources supercontinuum ont également été démontrées, avec une couverture spectrale en sortie sur plus d'une octave [131,132].

De manière concurrente, d'autres filières de verres nonlinéaires (Hydex, nitrure ou silice enrichie) ont été explorées pour ces effets avec nombre de démonstrations marquantes [16] et des performances similaires. Comme l'indice ( $n < 2.2$  pour SiN, et  $n = 1.7$  pour l'Hydex) de ces matériaux (donc le contraste d'indice avec le matériau barrière environnant) est plus faible que dans le cas du silicium (géométrie SOI), les structures sont généralement plus grandes, tandis que l'ingénierie de dispersion favorable aux effets nonlinéaires conduit à des géométries de guide où le mode est moins étroitement confiné<sup>13</sup>. Ce dernier point contribue à réduire le paramètre nonlinéaire  $\gamma$  ( $\sim 1/W/m$  pour le Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> et  $0.2/W/m$  pour l'Hydex, cf Tableau V.3), augmentant mécaniquement la longueur effective des structures nonlinéaires et/ ou la puissance requises.

L'une des problématiques de la plate-forme Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> reste la haute température de dépôt ( $\sim 800^\circ\text{C}$ ) et la nécessité d'effectuer un recuit haute température en fin de process (typiquement  $1200^\circ\text{C}$ ), ce qui limite son intégration avec d'autres composants d'un circuit optoélectronique CMOS sur lequel le nitrure pourrait être déposé. Cette étape de recuit extrême a été justifiée par la nécessité de casser les liaisons N-H (et Si-H) du nitrure formé, qui absorbent dans la bande C. Le recuit permettrait en effet d'évacuer l'hydrogène en excès dans le film pour se rapprocher d'une composition Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> stœchiométrique engendrant moins de pertes optiques. Par ailleurs, l'accès à des épaisseurs suffisantes ( $> 750\text{nm}$ ) pour induire une dispersion anormale favorable aux effets nonlinéaires requiert des approches sophistiquées de pré-structuration du substrat (procédé Damascene breveté par l'équipe de T. Kippenberg [133,130] ou réalisation de tranchées [128]), pour résoudre le problème des contraintes qui s'accumulent dans la couche et limitent l'épaisseur du film déposé par PECVD (sous peine d'apparition de cracks pendant la fabrication) ainsi que le facteur de qualité des structures réalisées.

Le CEA-Leti a récemment développé une technique de dépôt par PECVD pour obtenir une épaisseur suffisante ( $\sim 750\text{nm}$ ) de films de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> stœchiométrique et sans crack. De plus, leur technique, qui repose sur une très faible vitesse de croissance, permet de s'affranchir du recuit thermique post-process qui limite la compatibilité CMOS de ces matériaux. Cette nouvelle approche laisse entrevoir la possibilité de faire croître et combiner directement ces composants nitrures avec des circuits optoélectroniques SOI contenant typiquement des modulateurs ou des photodétecteurs SiGe présentant des zones de dopage contrôlées, sensibles aux recuits postérieurs. Nous avons mesuré les caractéristiques nonlinéaires des guides en nitrure ainsi réalisés [134] et confirmé qu'avec ce nouveau procédé, beaucoup moins contraignant, les performances nonlinéaires étaient comparables aux films de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> habituellement utilisés pour l'optique nonlinéaire sur puce. Malgré des pertes qui sont pour le moment plus élevées que l'état de l'art ( $\sim 1.5\text{dB/cm}$  au lieu de  $0.04\text{dB/cm}$ ), des peignes de fréquences ont été observés à partir de ces structures [135].

---

<sup>13</sup> Typiquement la section des guides nitrures à dispersion anormale est de  $1.4\mu\text{m} \times 800\text{nm}$ , ce qui correspond à une aire effective supérieure à celle des guides SOI de  $500\text{nm} \times 800\text{nm}$  exploités pour l'optique nonlinéaire aux longueurs d'onde télécom.

Les semiconducteurs III-V à grand gap (comme le GaInP, GaP ou l'AlGaAs) ayant un indice linéaire équivalent à celui du silicium pourraient également jouer un rôle clé. Ils possèdent une nonlinéarité équivalente, voire supérieure, au silicium cristallin et une absorption à deux photons quasiment nulle. Leur gap électronique élevé est en effet supérieur à l'énergie de deux photons combinés aux longueurs d'onde télécoms (i.e.  $2 \times 0.8\text{eV}$ ), offrant une parade à ce type de pertes nonlinéaires ainsi qu'aux pertes induites par les porteurs libres qui s'ensuivent.

L'AlGaAs a reçu très tôt une attention considérable car un alliage possédant un gap électronique adéquat pour supprimer l'absorption à deux photons aux longueurs d'onde télécoms<sup>14</sup> peut être épitaxié en accord de maille sur substrat de GaAs [136]. L'absence d'oxyde bas indice a longtemps limité cette plateforme à des guides de grande section (« strip-loaded »,  $A_{\text{eff}}$  typiquement  $4\text{-}5\mu\text{m}^2$ ), pour lesquels le paramètre nonlinéaire  $\gamma$  est de seulement  $\sim 10/\text{W}/\text{m}$  (malgré un indice Kerr  $n_2$  double de celui du silicium) [137,138]. Bien que ces géométries aient été exploitées pour du mélange à quatre ondes, de l'automodulation de phase, ou même du traitement tout optique de l'information avec des formats de modulation avancés [139], leur faible confinement optique limite les effets nonlinéaires accessibles, et reste un frein à la miniaturisation des composants associés ainsi que l'abaissement de leur consommation. Des géométries de nanoguides (dits « fin waveguides ») résultant de la gravure profonde de motifs étroits à travers une hétérostructure  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  empilant différentes compositions d'aluminium ont été réalisées. Avec leur section sub-micrométrique et leur fort confinement optique, ces nanoguides ont été exploités pour l'optique nonlinéaire sur puce [140], ouvrant de nouvelles opportunités en termes d'ingénierie de dispersion. Cependant, les pertes par propagation sont plus élevées à cause de la diffusion sur les parois gravées du nanoguide étroit, dont la rugosité augmente avec la profondeur de gravure. Les pertes obtenues sont ainsi de  $80\text{dB}/\text{cm}$  pour [140] au lieu de quelques  $\text{dB}/\text{cm}$  pour les guides « strip-loaded » [137]. Des progrès considérables pour réduire ces pertes ont été réalisés ces dernières années (pertes de  $6\text{dB}/\text{cm}$  pour un  $\gamma$  supérieur à  $500/\text{W}/\text{m}$  dans [141], et des pertes en deçà de  $1\text{dB}/\text{cm}$  -  $0.56\text{dB}/\text{cm}$  - pour [142,143]) en ingénierant le gap électronique du matériau et par un traitement des flancs adéquat [144], laissant entrevoir des perspectives intéressantes pour le traitement tout optique de l'information sur puce à partir de cette filière matériau. A titre d'exemple, du mélange à quatre ondes en régime continu a été démontré avec des efficacités de conversion de  $-6.8\text{dB}$  pour  $630\text{mW}$  de puissance injectée [144]. Enfin, quelques démonstrations de guides à cristaux photoniques en AlGaAs suspendu dans l'air ont été publiées [145,146,147] démontrant la possibilité de renforcer les effets nonlinéaires sur cette filière matériau également.

Le GaInP a également été exploité dans un grand nombre de démonstrations marquantes en optique nonlinéaire, notamment par le groupe d'Alfredo De Rossi à Thalès [148]. Des structures à haut confinement

---

<sup>14</sup> Le gap électronique reste cependant proche du double de l'énergie des photons incidents, car il a été démontré que la réponse nonlinéaire Kerr était maximum lorsque l'énergie du photon se rapproche de l'énergie de gap (modèles d'optique quantique). Le compromis entre les deux nécessite de travailler avec des énergies de gap légèrement supérieures au double de l'énergie des photons incidents

optique, cristaux photoniques en cavité ou guides présentant des modes lents de longueur millimétrique ( $W$  de  $L \sim 1.5\text{mm}$ ), ont été réalisées sur des membranes de  $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$  suspendues dans l'air avec de forts  $Q$  ( $10^6$ ) et de bonnes performances nonlinéaires ( $\gamma$  entre  $\sim 1100/\text{W/m}$  et  $2900/\text{W/m}$  [149]) seulement limitées par l'absorption à trois photons [150,151]. Les techniques d'ingénierie de dispersion développées dans le silicium ont également été adaptées dans ces structures à cristaux photoniques en  $\text{GaInP}$  suspendu dans l'air, permettant d'augmenter l'efficacité du mélange à 4 ondes [152] et la largeur spectrale du processus de conversion associé [153]. Un gain paramétrique de  $-24\text{dB}$  ( $3\text{dB}$ ) avec une pompe continue (pulsée picoseconde), a été mesuré dans ces guides ingénierés à fort facteur de mérite, et une efficacité de conversion signal/ idler montant même jusqu'à  $11\text{dB}$  ( $5\text{dB}$  net en excluant les pertes par insertion) pour une pompe pulsée picoseconde [154]. Des fonctionnalités analogues à celles décrites dans la section IV pour les modes lents en silicium ont été démontrées sur les structures  $\text{GaInP}$  avec de très bonnes performances. En particulier, combinées à un fort  $\gamma$  ( $6500/\text{W/m}$  pour un indice de groupe  $n_g=15$ ), les pertes par propagation modestes de ces structures permettent d'obtenir des effets similaires pour des puissances de pompe (pic) de quelques centaines de milliwatts seulement [154], en utilisant des guides 10 fois plus longs ( $\sim 1\text{mm}$ ) que dans le cas du silicium cristallin ( $\sim 100\mu\text{m}$ ). Ces structures en  $\text{GaInP}$  ont également été exploitées pour réaliser de la commutation tout optique [155], ou du démultiplexage temporel de données modulées à  $10\text{Gbit/s}$  [156]. Le profil particulier de la dispersion de vitesse de groupe ingénierée dans ces guides à cristaux photoniques, qui peut présenter deux zéros, est également intéressant pour l'amplification paramétrique [157] et a été mis à profit pour réaliser de l'amplification sur des bandes étroites [158]. De l'amplification sensible à la phase a également été mesurée avec un ratio d'extinction de  $15\text{dB}$  [159,160]. Par ailleurs, un grand nombre de démonstrations d'effets solitoniques (compression d'impulsion etc...) évoqués dans la section IV.4 sur guides à cristaux photoniques ont été réalisées pour la première fois dans des structures en  $\text{GaInP}$  en raison de leurs faibles pertes linéaires et nonlinéaires [107,113,109]. Enfin, ces dispositifs ont été utilisés pour générer des paires de photons corrélés par mélange à quatre onde spontanée [161], avec une brillance ( $3,4 \times 10^7$  paires/s/nm/W) et des performances ( $\text{CAR} \sim 63$ , faible  $g^{(2)}(0)$ ) supérieures à celles obtenues dans le silicium cristallin, confirmant l'impact négatif des pertes nonlinéaires de ce dernier, même dans un régime où les puissances de pompe sont généralement plus modestes [162].

Contrairement au silicium, il existe également une nonlinéarité d'ordre 2 dans ces alliages non centrosymétriques qui offre davantage de flexibilité pour le traitement tout optique de l'information sur puce. Ainsi, de la seconde harmonique a pu être efficacement générée avec de faibles puissances de pompe dans ces structures en  $\text{GaInP}$  [163],  $\text{AlGaAs}$  [164] ou cristaux photoniques en  $\text{GaP}$  suspendu dans l'air [165,166], ainsi que de la conversion par somme de fréquences [167]. La génération de seconde harmonique a permis de réaliser du diagnostic de signaux à  $40\text{Gbit/s}$  (pour seulement  $450\text{mW}$  de puissance pic pour la pompe) [163].

### *Verres de chalcogénures*

D'autres candidats matériaux suscitent également l'intérêt de la communauté scientifique pour l'optique nonlinéaire intégrée, et viennent se positionner en renfort au silicium cristallin. Un exemple est la famille de

verres en chalcogénure [168], dont les alliages variés présentent, aux longueurs d'onde télécom, des propriétés nonlinéaires meilleures (cf. Tableau V.1), avec un facteur de mérite supérieur à celui du silicium cristallin (indice nonlinéaire parfois plus élevé, mais surtout absorption à deux photons plus faible). Ces matériaux ont été exploités sous la forme de fibres mais aussi, plus récemment, de guides d'onde et cristaux photoniques. Ces verres présentent également d'autres avantages, comme une large fenêtre de transparence et des températures de dépôt modérées ( $<400^{\circ}\text{C}$ ) par rapport au nitrure de silicium notamment. J'ai travaillé à CUDOS, en collaboration avec l'ANU (B. Luther Davies) et l'université de St Andrews, sur des verres de chalcogénure présentant un facteur de mérite supérieur à 1 à  $1.55\mu\text{m}$  (AMTIR-1 : alliage  $\text{Ge}_{33}\text{As}_{12}\text{Se}_{55}$ ). Nous avons mesuré de la génération de troisième harmonique dans des guides à cristaux photoniques à modes lent ( $v_g \sim c/30$ ) et dispersion ingénierée fabriqués dans ce matériau [169], et montré que l'efficacité était supérieure d'un facteur 30 par rapport à un guide lent similaire réalisé en silicium cristallin [170]. Surtout, la transmission restait linéaire sur une plage de puissance plus élevée, tandis que le signal de troisième harmonique ne présentait pas, contrairement au cas du silicium cristallin, de fortes variations dans la direction du guide (cf. Figure V.1). Ces deux différences notables sont la conséquence directe de la réduction des pertes nonlinéaires aux longueurs d'onde télécoms dans ces verres de chalcogénure (absorption à deux photons au moins deux fois plus faible, et génération associée de porteurs libres réduite) par rapport à celles du silicium cristallin. Ces matériaux chalcogénures présentent cependant, pour certaines compositions, des problèmes de stabilité, surtout lorsqu'ils sont soumis à des puissances élevées, et restent relativement difficiles à usiner (thèse de Marcel Spurny à l'Université de St Andrews). Notons que cette instabilité peut être mise à profit pour photo-inscrire, à posteriori, des microcavités à fort Q ( $>100,000$ ) à partir d'une illumination localisée par un faisceau laser visible dont l'énergie de photon est inférieure au gap du matériau [171].

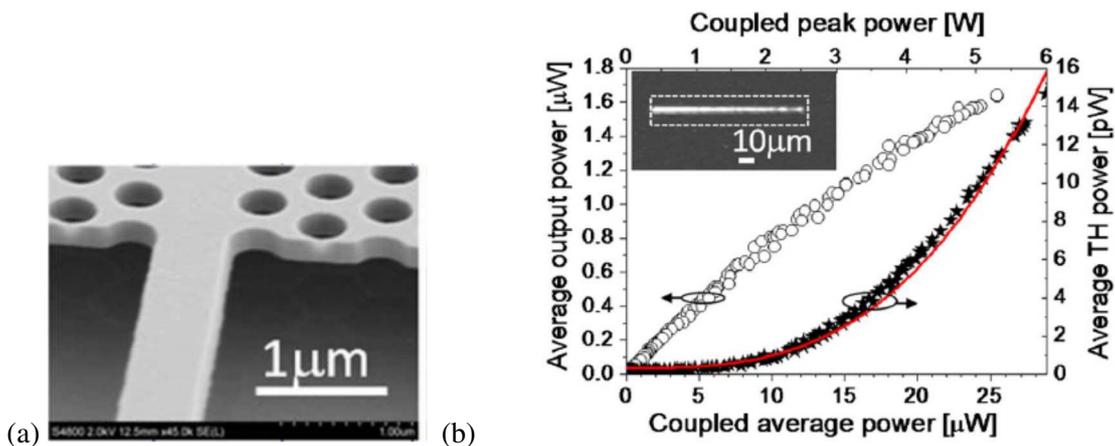


Figure V.1 : (a) Image MEB d'un guide à cristal photonique d'AMTIR-1 suspendu dans l'air. (b) Puissance de sortie (gauche) et puissance du signal de troisième harmonique (droite) générée en fonction de la puissance d'une impulsion picoseconde à  $1.55\mu\text{m}$  se propageant dans un guide à cristal photonique d'AMTIR-1 de  $100\mu\text{m}$  de long. L'insert montre le dessus du guide à cristal photonique imagé sur une caméra CCD, et la variation d'intensité visible générée par troisième harmonique le long du guide.

Des membranes de compositions de chalcogénures différentes (par exemple Ag-As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>, présentant un facteur de mérite ~10) ont également été structurées pour former des cristaux photoniques suspendus dans l'air. Des guides à cristaux photoniques à modes lents ont été ainsi réalisés, montrant des paramètres  $\gamma$  record de 26,000/W/m ( $n_g \sim 5$ ) [172] et 60,000/W/m (mode lent ingénieré) [173], mais avec des pertes par propagation qui restent encore prohibitives (~130dB/cm pour  $n_g \sim 5$  [172] et >300dB/cm pour  $n_g \sim 30$  [173]), limitant l'intérêt de ces dispositifs à des structures très compactes ( $L \sim 400\mu\text{m}$ ).

La plupart des difficultés évoquées ont pu être résolues en optimisant la composition des alliages de chalcogénure, en témoignent les travaux du groupe de Barry Luther-Davies, à l'ANU, qui a développé un verre de chalcogénure (Ge<sub>11.5</sub>As<sub>24</sub>Se<sub>64.5</sub>) à fort facteur de mérite (FOM>60 à 1.55 $\mu\text{m}$ ) et stable, sur lequel ont été réalisés des guides hautement nonlinéaires ( $\gamma \sim 136/\text{W/m}$ ) [174]. La génération de supercontinuum a été démontrée aux longueurs d'onde télécoms dans des guides sub-micrométriques de section carrée enterrée dans la silice qui fonctionnent pour les deux polarisations [175]. Des cavités à cristaux photoniques avec des forts Q (>750,000) ont également été réalisés sur ce matériau prometteur [176].

*Tableau V.1 : Tableau récapitulatif des propriétés nonlinéaires de différentes variétés de verres de chalcogénures exploitées sous forme de structures guidantes. Extrait de [168].*

Table 1   Nonlinear optical parameters for nonlinear waveguides used for all-optical signal processing.								
Device and material	$n_2$ (m <sup>2</sup> W <sup>-1</sup> )	Nonlinear parameter $\gamma$ (W <sup>-1</sup> km <sup>-1</sup> )	Reference	Dispersion coefficient (ps km <sup>-1</sup> nm <sup>-1</sup> )	Loss (dB m <sup>-1</sup> )	TPA (m W <sup>-1</sup> )	FOM	Free carriers
Highly nonlinear silica fibre	$3.2 \times 10^{-20}$	21	—	0.03	$10^{-3}$	Negligible	Large	No
Bismuth oxide fibre	$1.1 \times 10^{-18}$	1,360	100	-260	0.8	Negligible	Large	No
As <sub>2</sub> S <sub>3</sub> fibre	$2 \times 10^{-18}$	160	101	410	0.88	$6.2 \times 10^{-15}$	208	No
As <sub>2</sub> Se <sub>3</sub> fibre	$9 \times 10^{-16}$	1,200	102	-504	1	$2.5 \times 10^{-12}$	2.3	No
As <sub>2</sub> S <sub>3</sub> rib waveguide	$2.9 \times 10^{-18}$	1,700	103	-342	5	$6.2 \times 10^{-15}$	304	No
As <sub>2</sub> Se <sub>3</sub> fibre taper	$1.1 \times 10^{-17}$	93,400	99	282	<1	$2.5 \times 10^{-12}$	2.84	No
As <sub>2</sub> S <sub>3</sub> dispersion-engineered rib waveguide	$3 \times 10^{-18}$	9,900	92	29	60	$6.2 \times 10^{-15}$	312	No
Ge <sub>11.5</sub> As <sub>24</sub> Se <sub>64.5</sub> nanowire	$9 \times 10^{-18}$	136,000	68	70	250	$10^{-13}$	60	No
Photonic crystal Ag-As <sub>2</sub> Se <sub>3</sub> waveguide	$7 \times 10^{-17}$	$26 \times 10^6$	104	Not provided	1,000	$<4.1 \times 10^{-12}$	>11	No
Silicon nanowire waveguide	$6 \times 10^{-18}$	$1.5 \times 10^5$	105	Engineered anomalous	400	$5 \times 10^{-12}$	0.77	Yes

### *Silicium amorphe hydrogéné*

Un autre matériau alternatif que nous avons exploré à l'INL en collaboration avec le CEA-Leti est le silicium amorphe hydrogéné, qui peut être déposé par PECVD à relativement basse température (<400°C) sur différents types de substrats, et reste compatible avec la microélectronique [177]. De manière assez inattendue, un certain nombre d'études ont révélé que le silicium amorphe hydrogéné pouvait avoir un facteur de mérite (FOM) plus élevé que le silicium cristallin, partiellement dû à son gap électronique plus haut en énergie ( $E_g \sim 1.7\text{eV}$ ). Cependant, nombre de disparités existent entre les réalisations dans différents laboratoires et en fonction des paramètres de dépôt utilisés. Certains groupes ont également relevé une instabilité de ce matériau

excité à haute puissance et pour certains types d'impulsions, potentiellement causé par la rupture de liaisons Si-Si via la recombinaison de porteurs créés par absorption à 2 photons<sup>15</sup> [178].

Nous avons étudié en régime nonlinéaire des nanoguides de (a-Si :H) à fort confinement (500×220nm) réalisés au CEA-Leti, encapsulés par de la silice haute densité et possédant des pertes raisonnables (4.5dB/cm de pertes par propagation à 1,55µm) [179]. En mesurant l'auto-modulation de phase d'impulsions picoseconde en sortie de guides de 2.78cm de long en fonction de la puissance injectée (jusqu'à 3W pic, cf. Figure V.2), nous avons montré que le matériau avait un indice nonlinéaire ( $n_2=1.19\times 10^{-17}m^2/W$ ,  $Re(\gamma)=690/W/m$ ) deux fois plus élevé et une absorption à deux photons ( $\beta_{TPA}=0.14\times 10^{-11}m/W$ ,  $Im(\gamma)=10/W/m$ ) presque cinq fois plus faible que le silicium cristallin à 1.55µm. Ce silicium amorphe hydrogéné présente ainsi un facteur de mérite de 5, c'est-à-dire 10 fois plus important que pour son homologue cristallin, ce qui représente un saut important pour l'efficacité des effets nonlinéaires.

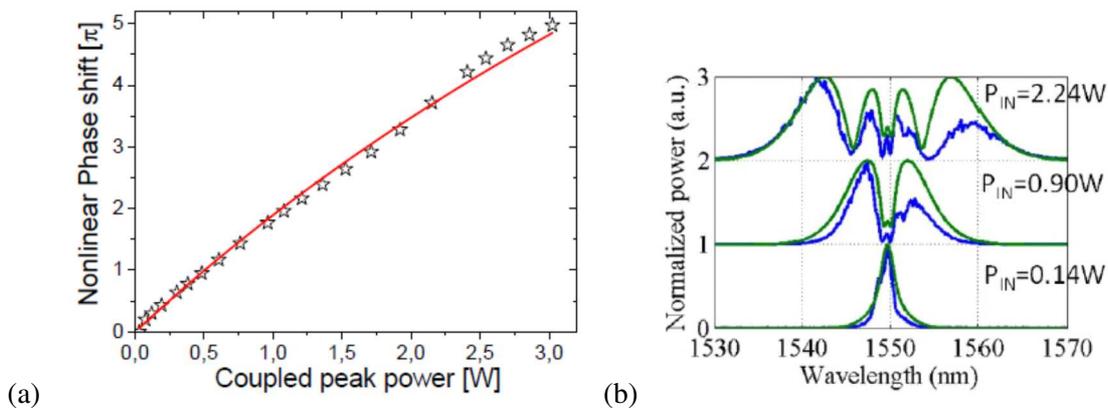


Figure V.2 : (a) décalage de phase nonlinéaire pour un guide (a-Si :H) de 500×220nm de section et 2.78cm de long en fonction de puissance pic couplée pour des impulsions picosecondes. (b) Spectres associés mesurés en sortie (bleu) et obtenus par simulation (vert) pour des puissances pic couplée de 0.14W, 0.9W et 2.24W. Extrait de [179] et thèse Luca Carletti [42].

Par rapport aux propriétés mesurées pour les variantes de silicium amorphe réalisées par d'autres groupes, ce matériau développé au LETI présente un bon compromis entre un indice Kerr élevé et une absorption nonlinéaire modérée, avec un facteur de mérite qui le positionne dans la tranche haute des valeurs publiées (cf Tableau V.2 et Figure V.3). Ce même matériau a été exploité pour de la conversion en longueurs d'onde de signaux haut débit avec seulement 70mW de puissance de pompe [180]. Nous avons également étudié l'évolution dans le temps de ces guides en silicium amorphe soumis à des impulsions lumineuses picoseconde (20 MHz de taux de répétition) de 2.2W de puissance pic ( $3GW/cm^2$  de densité de puissance dans le matériau), sans observer de signe apparent de dégradation. Ce matériau pourrait donc s'avérer être un bon

<sup>15</sup> Cet effet semble se résorber en augmentant la longueur de fonctionnement autour de 2µm, lorsque l'absorption à deux photons est réduite.

compromis en termes de performances nonlinéaires, compatibilité CMOS, et fort confinement optique pour la réalisation de fonctions compactes (son indice restant similaire au silicium cristallin).

Tableau V.2 : Comparaison de la réponse d'optique nonlinéaire du silicium amorphe hydrogéné tel que fabriqué et mesuré à la longueur d'onde de 1550nm par différents groupes. Tiré de la thèse de L. Carletti [42].

	Notre travail	Ref [178]	Ref [181]	Ref [191]	Ref [182]	Ref [192]	Ref [183]	Ref [184]	Ref [185]
N° référencé Fig. V.3		1	2	3	4	5	6	7	8
$n_2 \times 10^{17}$ (m <sup>2</sup> /W)	1.19	1.3	4.2	0.3	0.05	7.43	1.75	2.8	2.2
Re( $\gamma$ ) (W <sup>-1</sup> m <sup>-1</sup> )	690	770	2000	N/A	35	N/A	332	790	N/A
$\beta_{TPA}$ (cm/GW)	0.14	0.392	4.1	0.2	0.08	4	0.23	0.57	N/A
FOM	5.5	2.2	0.66	0.97	0.4	1.1	4.9	3.06	5 (*)

\*FOM en considérant l'absorption à 3 photons ( $\beta_{3PA}$ ) d'après la formule  $n_2 / \beta_{3PA} \lambda I$  avec  $I=5GW/cm^2$

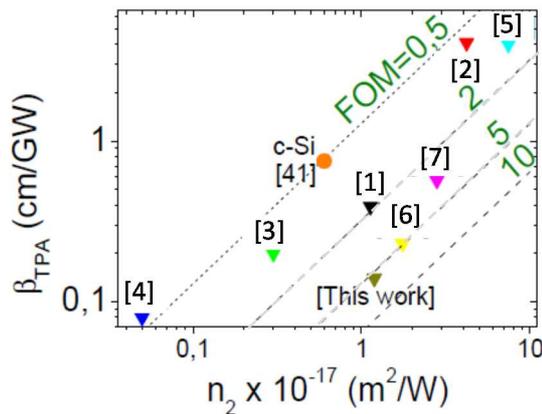


Figure V.3 : Valeurs de  $n_2$  et  $\beta_{TPA}$  de (a-Si :H) mesurées à 1550 nm par différents groupes. Le silicium cristallin est représenté par le point orange. Les lignes pointillées représentent les points de facteur de mérite nonlinéaire constant entre 0.5 et 10. Les références indiquées correspondent à celles répertoriées dans le tableau V.2 (numéro de colonne). Adapté de [42].

Depuis, nous avons travaillé (Thèse de Luca Carletti) sur le design et la réalisation de guides à cristaux photoniques à modes lents en silicium amorphe, pour tirer le meilleur parti du matériau et de la structure. Notons qu'un certain nombre de propriétés sont encore mal connues dans ce matériau, notamment l'évolution des pertes linéaires et nonlinéaires avec le taux de répétition de la pompe, qui pourraient être liées à des mécanismes d'absorption aux interfaces générant, de manière localisée, des porteurs libres absorbants tels qu'observés dans des nanoguides en silicium cristallin [79], ainsi que l'existence d'effets nonlinéaires non instantanés [186].

On trouve dans la littérature de nombreux exemples d'applications nonlinéaires de ce matériau. Des micro-anneaux en silicium amorphe ( $Q \sim 10,000$ ) ont été mis à profit pour réaliser de la commutation tout optique avec des temps de commutation plus rapides que dans le silicium cristallin, grâce à la réduction de la densité de porteurs libres [187]. La génération de paires de photons corrélées pour l'optique quantique a également été démontrée sur cette plate-forme [188]. Des progrès ont été réalisés pour réduire les pertes par propagation, atteignant, pour des guides sub-micrométriques, des valeurs inférieures à 1dB/cm [189]. D'autres groupes ont démontré que ce type de plateforme pouvait être exploité pour réaliser de l'amplification paramétrique large bande [190] -un gain de 26 dB a été obtenu pour une puissance pompe pulsée de quelques Watts pic-, et plus généralement pour des applications de traitement tout optique de l'information à haut débit avec de faibles puissances de pompe -seulement quelques dizaines de milliwatts de puissance pic- et des guides millimétriques, comme la conversion de signaux à 10Gbit/s [191,192] ou le démultiplexage temporel de signaux à 160Gbit/s [193]. Enfin, du supercontinuum a été généré à partir de ces guides en silicium amorphe avec de bonnes performances [194,195] (cf. Tableau V.4).

#### *Nitrure de silicium enrichi*

Pour donner un dernier exemple de matériau nonlinéaire concurrençant le silicium cristallin, notons que certains groupes [196,197] ont travaillé sur l'ingénierie de gap électronique pour élaborer un matériau compromis entre le nitrure de silicium  $\text{Si}_3\text{N}_4$  ( $E_g \sim 4\text{eV}$ ), faiblement nonlinéaire mais dépourvu d'absorption à deux photons, et le silicium amorphe ( $E_g \sim 1.7\text{eV}$ ) fortement nonlinéaire mais possédant de l'absorption à deux photons (cf. Figure V.4). En particulier, une composition de nitrure ultra-riche en Si ( $\text{Si}_7\text{N}_3$ ,  $E_g = 2.05\text{eV}$ ) déposée par PECVD à basse température ( $250^\circ\text{C}$ )<sup>16</sup> est né de ces développements et présente des caractéristiques remarquables tant sur le plan linéaire (indice  $n \sim 3.1$  au lieu de  $n < 2.2$  pour le  $\text{Si}_x\text{N}_y$  usuel) que nonlinéaire ( $n_2 \sim 2.8 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ , i.e.  $\times 5$  celui du Si cristallin) aux longueurs d'onde télécoms tandis qu'aucun effet d'absorption à deux photons n'a été mesuré jusqu'à au moins  $50\text{GW}/\text{cm}^2$  [197,198]. Des guides nonlinéaires sub-micrométriques ont été réalisés sur ce matériau ( $\gamma \sim 500/\text{W}/\text{m}$ ) avec des pertes modérées (4.5dB/cm), permettant de démontrer de l'amplification paramétrique à fort gain ( $> 42\text{dB}$  pour une pompe

---

<sup>16</sup> Ce matériau résout également les problèmes de budget thermique qui entravaient la compatibilité CMOS du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  et de l'Hydex (cf. section V.2), mais cette faible température de dépôt induit de l'absorption par les liaisons Si-H résiduelles dans le film qui tend à augmenter les pertes par propagation de quelques dB/cm ( $\alpha \sim 10\text{dB}/\text{cm}$  pour [197]). Notons que l'augmentation du taux de Si dans la couche SiN évite aussi les problèmes de craquelures apparaissant lors de la croissance de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  épais.

pulsée de 14W pic). Toutefois, la gamme de transparence se trouve mécaniquement réduite pour ce matériau par rapport au  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , interdisant, en particulier l'accès à la fenêtre visible.

Malgré un contraste d'indice plus faible avec l'air ou la silice, ce type de matériau a été exploité dans des guides à cristaux photoniques suspendus dans l'air, avec des pertes de 53dB/cm [199]. Des guides à cristaux photoniques enterrés dans la silice ont également été réalisés récemment, permettant de renforcer les effets nonlinéaires avec un paramètre  $\gamma$  s'élevant jusqu'à 19,700/W/m [200], sans augmentation mesurable des pertes nonlinéaires.

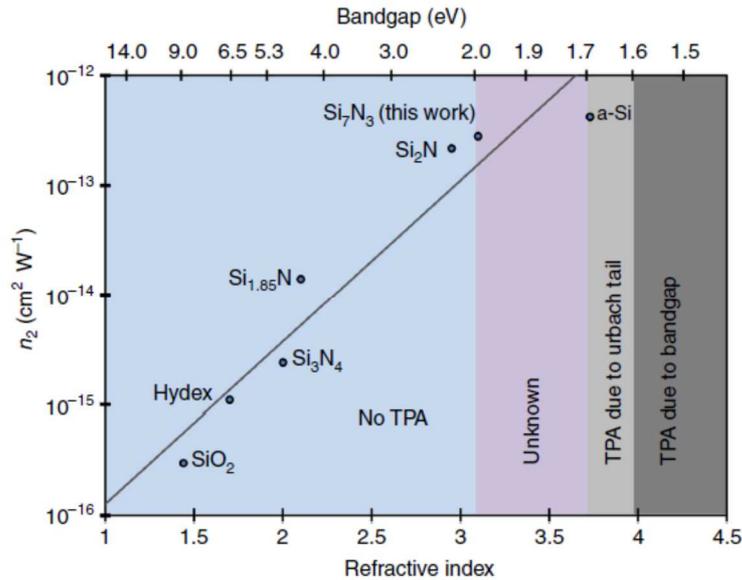


Figure V.4 Comparaison de différents matériaux à base de silicium (verres de silice, et nitrure de silicium, silicium amorphe) en termes d'indice linéaire et nonlinéaire. Le gap électronique est également indiqué, avec la limite à 2eV au-delà de laquelle l'absorption à deux photons à  $\lambda=1.55\mu\text{m}$  est inexistante. Tiré de [198].

### Conclusion

En définitive, nombre de matériaux ont été explorés et certains même spécifiquement élaborés pour venir supplanter le silicium cristallin comme matériau nonlinéaire aux longueurs d'onde télécoms, avec des performances meilleures. Un récapitulatif et comparatif (non exhaustif) des propriétés linéaires et nonlinéaires pour des structures guidantes sur puce (guides réfractifs et guides à cristaux photoniques) fabriquées sur ces différentes filières matériaux est présenté dans le tableau V.3. Chacun de ces concurrents au silicium présente des avantages et inconvénients en termes de propriétés nonlinéaires, aisance de dépôt et fabrication, pertes par propagation, compatibilité CMOS etc...

Tableau V.3 : Comparaison de différentes plates-formes matériaux utilisées pour réaliser des guides nonlinéaires sur puce aux longueurs d'onde télécom. Les paramètres matériaux ( $n_2$ ,  $\beta_{\text{TPA}}$ , FOM), mais également les caractéristiques des guides associés ( $\gamma$ , pertes  $\alpha$ ,  $L_{\text{eff,max}}$ ) sont comparées à  $1.55\mu\text{m}$ . Les dernières lignes du tableau correspondent aux réalisations de guides à cristaux photoniques (PhC) sur ces matériaux.

Matériau	$n_2$ [ $\text{m}^2/\text{w}$ ] ( $\times n_2$ of fused silica <sup>17</sup> )	$\beta_{\text{TPA}}$ [cm/GW]	FOM $n_2/(\lambda\beta_{\text{TPA}})$	$\gamma$ [/W/m]	Pertes $\alpha$ [dB/cm]	$L_{\text{eff,max}} = 1/\alpha$ [cm]	$\gamma L_{\text{eff,max}} = \gamma/\alpha$ [/W]
c-Si [21]	175	0.79	0.4	300	~1	4.3	13
a-Si:H [179]	455	0.14	5.5	700	~4	1.1	9
GaInP sur oxyde [201]	230	Négligeable	$\infty$ (3PA)	475	12	0.36	1.7
AlGaAs [142]	269	<0.03	14	35	0.56	7.8	2.7
AlGaAs [141]	770	N/A	N/A	500	6	0.72	3.6
As <sub>2</sub> S <sub>3</sub> [168]	110	$6.2 \times 10^{-4}$	304	1.7	0.05	87	1.5
Ge <sub>11.5</sub> As <sub>24</sub> Se <sub>64.5</sub> [174]	330	0.01	60	136	2.6	1.7	2.3
Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> [128]	10	Négligeable	$\infty$	1.4	0.04	108	1.5
Hydex [16]	5	Négligeable	$\infty$	0.25	0.05	87	0.2
Si <sub>7</sub> N <sub>3</sub> [198]	1000	Négligeable	$\infty$	500	4.5	0.97	4.8
<b>GaInP PhC</b> [154]			$\infty$	6500	25	0.17	11
<b>c-Si PhC</b> [202]			0.3	5000	60	0.07	3.6
<b>AMTIR-1 PhC</b> [170]			>11	6000	20	0.22	12
<b>AgAs<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> PhC</b> [173]			>15	60,000	300	0.0145	8
<b>Si-rich SiN (Si<sub>7</sub>N<sub>3</sub>) PhC</b> [200]			$\infty$	19,700	53	0.08	16
<b>AlGaAs PhC</b> [146]			3.5	6080	194	0.022	1.4

<sup>17</sup> Rappel:  $n_2$  pour la silice est de  $2.6 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{w}$

Un paramètre important est le ratio  $\gamma/\alpha$  qui donne une idée de l'efficacité nonlinéaire par unité de puissance injectée dans un guide ayant la longueur maximum telle que l'autorise le niveau de pertes par propagation accessibles sur la plateforme technologique associée. Au final, en termes d'efficacité par unité de puissance, la maturité du silicium (cristallin et amorphe) le rend très compétitif parmi les plates-formes guidées réfractives tandis que les verres nonlinéaires (SiN, chalcogénures, Hydex) ont du mal à compenser leur faible valeur de nonlinéarité par l'allongement des guides permis grâce à des pertes par propagation abaissées. Bien sûr, cette comparaison en termes d'efficacité  $\gamma/\alpha$  reste valable tant que l'absorption nonlinéaire est suffisamment faible, c'est-à-dire pour des régimes de puissance modérée. Dès que les effets nonlinéaires recherchés sont importants, les plateformes à fort FOM doivent être privilégiées. Les semi-conducteurs III-V et le nitrure de silicium enrichi ou silicium amorphe sont bien positionnés en termes d'efficacité, et présentent les forts FOM recherchés. Enfin, les structures à cristaux photoniques à mode lent apparaissent également efficaces, leur facteur  $\gamma$  augmentant plus vite que leurs pertes par propagation. Il faut néanmoins imaginer que l'obtention des mêmes effets nonlinéaires (à partir d'une puissance similaire) dans des structures raccourcies a des implications non négligeables sur la densité d'énergie optique accumulée par unité de volume dans le matériau, et par suite sur les effets d'échauffement à mitiger. Cette observation a motivé le développement de plateformes adaptées (dont je parlerai dans la section perspectives I.2) qui favorisent la dissipation de chaleur.

### V.3 Extension de la plate-forme Si CMOS vers d'autres gammes spectrales

Si l'on veut conserver le silicium cristallin et ses dérivés matériaux (matériaux du groupe IV comme le  $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ ) pour l'optique nonlinéaire, une autre voie consiste à augmenter la longueur d'onde de fonctionnement, puisque le facteur de mérite du silicium cristallin augmente pour atteindre un maximum ( $\sim 3$ ) autour de  $2\mu\text{m}$  [203] tandis que l'absorption à deux photons disparaît au-delà de  $2.2\mu\text{m}$ , lorsque l'énergie combinée de deux photons devient inférieure au gap du matériau. Des démonstrations clés de génération de supercontinuum [204,205] et de peignes de fréquences [126] dans des micro-anneaux en SOI (facteur de qualité intrinsèque de  $\sim 500,000$ ) ont été ainsi obtenues en pompant à plus haute longueur d'onde pour obtenir une source large bande dans le moyen-IR entre  $1.5\mu\text{m}$  et  $3.2\mu\text{m}$  [206]. La technologie sur SOI a même pu être améliorée (minimisation de l'interaction avec la silice, procédés de lissage ...) au point d'atteindre des facteurs de qualité intrinsèques de  $\sim 1$ million autour de  $3.7\mu\text{m}$ , permettant d'abaisser le seuil d'oscillation en dessous de  $5\text{mW}$  [207]. De même, des démonstrations d'amplification paramétrique avec un gain supérieur à  $25\text{dB}$  ( $13\text{dB}$  en excluant les pertes de couplage sur la puce) ont été obtenues en pompant un guide SOI millimétrique à la longueur d'onde de  $2.15\mu\text{m}$  (puissance pic  $>10\text{W}$ ) [208].

En tirant partie de ces avantages matériaux, mon collègue Christian Grillet et moi-même essayons de développer, pour des applications capteurs plutôt que télécom, des puces à base de silicium opérant dans le moyen infra-rouge (IR). La photonique intégrée pourrait en effet avantageusement réduire le coût et l'encombrement des technologies actuelles dans cette gamme de longueurs d'onde [209]. Le premier jalon

consiste à réaliser des sources larges bandes couvrant la fenêtre spectrale du moyen-IR, dans laquelle la plupart des composés chimiques et biologiques ont une empreinte (absorption) caractéristique forte. En exploitant des effets nonlinéaires sur puce, des sources large bande supercontinuum ou peigne de fréquences pourraient être miniaturisées, donnant ainsi accès à l'un des composants clés d'une plate-forme compacte et intégrée pour développer des puces appliquées à la biodétection. Le signal large bande devrait garantir, à l'aide d'un seul composant, la détection et identification, en parallèle et de manière fiable, d'une ou plusieurs molécules cibles via la mesure du spectre d'absorption (ensemble de raies spectrales constituant la carte d'identité de chaque molécule) s'étendant entre 3 et 8 $\mu\text{m}$ .

Dans ce contexte et en collaboration avec le CEA-Leti, possédant une technologie de fabrication mature de guides  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$  à faible pertes [210], nous avons étudié la réponse nonlinéaire de guides en  $\text{Si}_{0.6}\text{Ge}_{0.4}/\text{Si}$  dans les gammes spectrales voisines de 4 $\mu\text{m}$  et 8 $\mu\text{m}$ . Nous avons mesuré l'indice Kerr de ce matériau dans ces gammes de longueurs d'onde élevées, pour des impulsions picoseconde [211] et femtoseconde [212] et montré que ces structures pourraient permettre de générer du supercontinuum large bande dans le moyen IR, en ingénierant la dispersion de manière adéquate. Surtout le remplacement du substrat bas indice (typiquement en silice pour  $\text{SiGe}/\text{SiO}_2$  [213], ou parfois en saphir pour  $\text{Si}/\text{Saphir}$  [214]) par du silicium permet d'exploiter des matériaux ayant une fenêtre de transparence plus étendue en longueur d'onde (3.5  $\mu\text{m}$  pour  $\text{SiO}_2$ , 6 $\mu\text{m}$  pour saphir, contre 8.5 $\mu\text{m}$  pour Si) [215], donc capables de générer du supercontinuum très haut en longueur d'onde, là où les signatures spectrales biologiques et chimiques sont fortes.

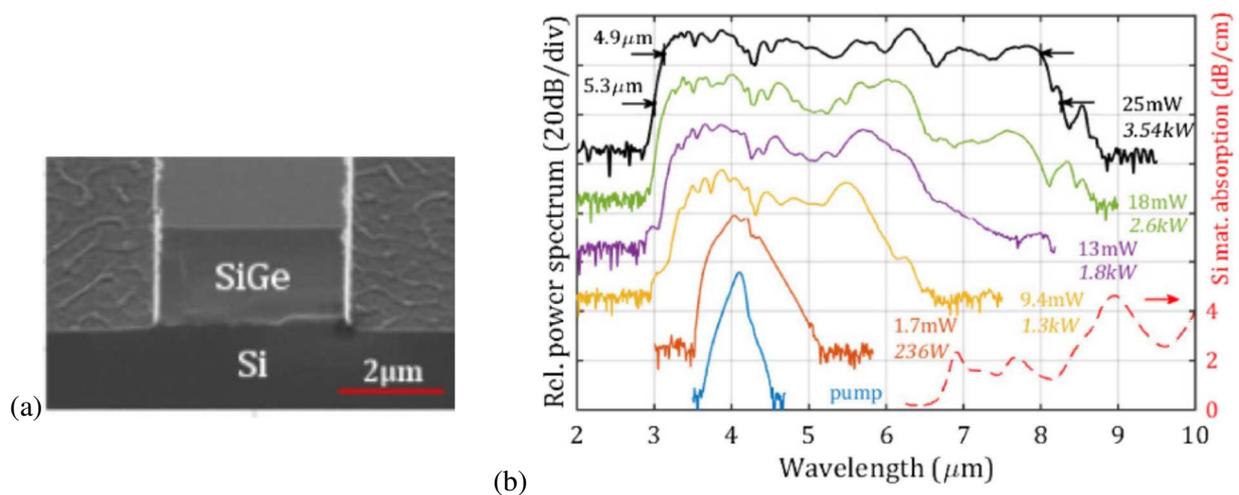


Figure V.5 : (a) Image microscope électronique du guide d'onde asymétrique  $\text{Si}_{0.6}\text{Ge}_{0.4}/\text{Si}$  fabriqué au LETI. (b) Spectres mesurés en sortie du guide de 7cm de long, pompé en TM par des impulsions de 200fs à 4.15 $\mu\text{m}$ , pour des puissances pic/moyennes croissantes, telles qu'indiquées à droite (puissance pic en italique). La courbe rouge en pointillé donne une idée de l'absorption du silicium cristallin en fonction de la longueur d'onde. Les deux flèches noires indiquent la largeur spectrale du signal supercontinuum généré à plus haute puissance, à -10dB (4.9 $\mu\text{m}$ ) et à -30dB (5.3 $\mu\text{m}$ ) de la valeur maximum. Extrait de [216].

Très récemment, dans le cadre de la thèse de Milan Sinobad, des mesures réalisées à l'ANU dans le groupe de Barry Luther Davies ont confirmé expérimentalement la possibilité de générer un signal supercontinuum dans des guides en  $\text{Si}_{0.6}\text{Ge}_{0.4}/\text{Si}$  de 7cm de long, couvrant la gamme spectrale entre 3 et  $8\mu\text{m}$  à partir d'impulsions pompe de 200 fs à  $4\mu\text{m}$  [216]. L'optimisation de la dispersion dans ces guides (obtenue en présence d'un cladding supérieur en air, cf. Figure V.5(a)) et l'abaissement des pertes linéaires ( $<0.5\text{dB/cm}$ ) et nonlinéaires ont permis de générer du supercontinuum couvrant une plage spectrale record (cf. Figure V.5(b)) sur plate-forme intégrée CMOS. Le signal en sortie atteint, pour la première fois, des gammes de longueurs d'onde ( $8,5\mu\text{m}$ ) correspondant à la limite de la fenêtre de transparence du silicium cristallin (seuil d'absorption au-delà de  $8\mu\text{m}$ ) ainsi qu'un niveau de puissance moyenne en bout de guide de presque 10mW (pour une puissance à l'entrée double).

#### V.4 La génération de supercontinuum sur puce : une jauge pour comparer différentes plateformes nonlinéaires

Depuis sa découverte dans les années 70, la génération de supercontinuum a été largement étudiée dans les fibres optiques [217], mettant en évidence le rôle clé du contrôle de la dispersion. Cette technologie est aujourd'hui commercialisée pour différentes applications. Mais ces fibres requièrent typiquement des longueurs de plusieurs dizaines de centimètres et des puissances de l'ordre de 10kW pic. Étendu aux technologies intégrées sur puce pour relaxer ces conditions de fonctionnement, le phénomène de supercontinuum peut être considéré comme une sorte jauge pour comparer les performances nonlinéaires de différentes plateformes dans un régime hautement nonlinéaire, factorisant l'effet des propriétés nonlinéaires des matériaux associés, la capacité à réduire les pertes par propagation et la possibilité d'ingénierer la dispersion. Compte tenu de ces facteurs clés pour produire un supercontinuum étendu à partir de l'injection d'impulsions courtes (100fs-1ps), le tableau V.4 donne quelques éléments de comparaison en termes de largeur spectrale obtenue en sortie de guides réalisés sur différentes filières matériaux aux longueurs d'onde télécoms.

Des guides en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  centimétriques permettent de générer du supercontinuum sur plus d'une octave mais nécessitent généralement des impulsions courtes (régime femtoseconde) et surtout une puissance de pompe élevée (généralement  $\sim 1\text{kW}$ ) pour compenser le faible paramètre nonlinéaire  $\gamma$ . Les résultats avec l'Hydex, le  $\text{TiO}_2$  ( $n\sim 2.35^{18}$ ) et le SiN (modérément) enrichi sont globalement similaires au  $\text{Si}_3\text{N}_4$  car ils présentent, comme lui, un  $\gamma$  relativement faible ( $\gamma\sim 0.2\text{-}5/\text{W/m}$ ), avec des pertes par propagation plus ou moins grandes. Notons toutefois les couvertures spectrales record pour le SiN enrichi (1.5 octave) ainsi que l'AlN sur

---

<sup>18</sup> Depuis, d'autres réalisations ont permis, en augmentant l'épaisseur des couches de  $\text{TiO}_2$  déposées à température ambiante sur  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ , de renforcer le paramètre  $\gamma$  ( $\sim 20\text{-}30/\text{W/m}$ ) des guides de  $\text{TiO}_2$  et le facteur de qualité de micro-anneaux réalisés sur cette filière matériau [284].

isolant (500nm-4 $\mu$ m), ce dernier matériau possédant un indice nonlinéaire Kerr comparable au Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> mais accompagné, contrairement aux autres verres amorphes, par des effets nonlinéaires du 2<sup>ème</sup> ordre. Les larges gammes spectrales obtenues sur ces plateformes sont permises par les fenêtres de transparence étendues qui caractérisent ces matériaux faible indice (du visible au moyen-IR).

Les plateformes à fort contraste d'indice -silicium cristallin et amorphe, GaInP, Si<sub>7</sub>N<sub>3</sub>, verres de chalcogénures de type Ge<sub>11</sub> et AlGaAs- qui bénéficient d'un paramètre nonlinéaire plus élevé ( $\gamma$ ~100 à quelques 100/W/m), requièrent beaucoup moins de puissance (quelques 10W) pour générer un supercontinuum aux longueurs d'onde télécoms mais ce dernier reste généralement plus étroit spectralement (entre 500nm et 1 octave typiquement). Notons le bon compromis apporté par le GaInP sur isolant (cf. section perspectives I.2) qui génère une octave pour une puissance faible (10W) et une longueur millimétrique (restreinte, de toute façon, par des pertes par propagation plus élevées que sur SOI). Ce matériau bénéficie en effet, grâce à un gap plus élevé, d'un facteur de mérite plus favorable et d'une absorption nonlinéaire plus restreinte (cf. section V.2). A l'inverse, en conséquence des limitations du SOI aux longueurs d'onde télécoms, la largeur spectrale du supercontinuum généré y est plus faible (~500nm). Elle peut être augmentée jusqu'à 800nm au prix d'un facteur 10 sur la puissance (P<sub>0</sub>~500W) et en raccourcissant les impulsions pompe (<100fs) mais cela reste bien en dessous des 1400nm mesurés sur Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> pour la même nonlinéarité globale excitée ( $\gamma P L_{\text{eff}}$ ~100) à cause des pertes nonlinéaires<sup>19</sup>. Le raccourcissement des impulsions (par rapport à celles utilisées sur les autres plateformes) permet pourtant de tempérer la génération et les effets néfastes des porteurs libres dans le silicium.

La plateforme silicium amorphe apparaît un peu meilleure, avec du supercontinuum de 500nm de large généré à partir d'une puissance réduite (au moins d'un facteur 3 par rapport au silicium cristallin) grâce à la combinaison d'un paramètre  $\gamma$  supérieur, d'un facteur de mérite plus élevé et de la recombinaison plus rapide des porteurs libres. Néanmoins, les pertes par propagation plus élevées dans cette filière matériau tempèrent un peu les performances des composants associés, ne permettant pas, dans les exemples publiés, d'atteindre des largeurs plus étendues, à moins que des problèmes de stabilité empêchent de monter plus haut en puissance<sup>20</sup>.

Comme indiqué dans les dernières lignes du tableau V.4, les limitations matériau (faible FOM) du silicium cristallin sont relaxées dès qu'il est excité à plus haute longueur d'onde ( $\lambda$ >1900nm) en témoignant les largeurs spectrales beaucoup plus étendues, au-delà d'une octave (1600nm et 3000nm pour une longueur d'onde pompe de 1.9 $\mu$ m et 3.4 $\mu$ m, respectivement) obtenues en pompant avec des puissances et longueurs de guide comparables aux expériences dans la bande télécom.

Un aspect important de la génération de supercontinuum est la cohérence entre les différentes bandes spectrales du signal de sortie, indispensable à certaines applications (génération d'impulsions ultra-courtes par

---

<sup>19</sup> Le produit  $\gamma P_0 L_{\text{eff}}$  donne une indication du régime nonlinéaire excité dans le guide mais les effets sont effectivement amoindris s'il existe de l'absorption nonlinéaire (cf. section II.3, Figure II.3 pour l'automodulation de phase par exemple)

<sup>20</sup> Peut-être que l'ingénierie de dispersion est moins mature sur cette plateforme car on remarque que l'ordre du soliton est beaucoup plus faible à cause d'une dispersion plus élevée.

recompression, tomographie optique cohérente...). Pour un régime de dispersion anormale qui donne généralement les spectres les plus larges, une distinction empirique est établie entre les régimes d'impulsions courtes (lorsque l'ordre du soliton en entrée  $N = \sqrt{L_D/L_{NL}}$  est  $<10$ ) pour lesquels le supercontinuum est gouverné par de la compression d'impulsion suivie du phénomène de fission de solitons qui tend à préserver la cohérence et les régimes d'impulsions longues (si  $N > 16$ ) pour lesquels le bruit produit par instabilité de modulation domine et conduit à des supercontinuum incohérents [217]. Dans le premier cas, le spectre de sortie est à la fois large et cohérent à condition<sup>21</sup> que la longueur physique du guide soit de l'ordre de  $L_f = \sqrt{L_D L_{NL}}$ , c'est-à-dire la longueur au bout de laquelle le soliton d'ordre supérieur se fissure. L'approche pour baisser  $N$  consiste à réduire la longueur de dispersion (en augmentant  $\beta_2$  ou en raccourcissant la durée des impulsions pompe), car la longueur à laquelle apparaissent les instabilités de modulation est proportionnel à et ne dépend que de la longueur nonlinéaire ( $\sim 16 L_{NL}$ ).

Dans le cas des plateformes faiblement nonlinéaires, l'utilisation de fortes puissances augmente mécaniquement l'ordre du soliton ( $N > 20$ , cf. Tableau V.4), se plaçant dans un régime où le bruit généré par instabilité de modulation dégrade la cohérence du supercontinuum. L'ordre du soliton est d'autant plus élevé sur ces plateformes que la pompe est injectée proche du zéro de dispersion pour garantir un signal le plus large possible. Pour les plateformes à fort contraste d'indice, la dispersion, habituellement plus élevée (facteur 10 ou 100, cf Tableau V.4) permet de baisser l'ordre du soliton (au détriment de la largeur spectrale en sortie), et donc de préserver la cohérence, tout en relaxant la contrainte sur la durée d'impulsion requise. C'est le cas pour certaines démonstrations dans le silicium amorphe, le GaInP ou le silicium cristallin (cf. Tableau V.4) où la cohérence a pu être mesurée expérimentalement et confirmée par simulation. Notons que pour le silicium cristallin, un rôle « positif » des pertes nonlinéaires a été évoqué, qui permettrait indirectement de réduire l'ordre effectif du soliton (par rapport à  $N$ ) donc d'augmenter la cohérence, via une diminution de la nonlinéarité.

---

<sup>21</sup> Il faut tout de même que  $N$  soit suffisamment élevé. En effet, si l'ordre du soliton est  $<1$ , le supercontinuum est gouverné par de l'automodulation de phase et aucun effet de compression et encore moins de fission de solitons, qui exacerbent les nonlinéarités et garantissent un élargissement extrême, ne se produisent.

Tableau V.4 : Comparaison des performances de différents guides nonlinéaires (type  $\chi^{(3)}$ ) sur puce pour la génération de supercontinuum. La filière matériau est précisée ainsi que les caractéristiques du guide utilisé (section du guide  $S$ , aire effective  $A_{\text{eff}}$ , longueur du guide  $L$ , pertes par propagation  $\alpha$ , dispersion d'ordre 2 ( $\beta_2$ ) à la longueur d'onde de pompe, paramètre nonlinéaire  $\gamma$ , facteur de mérite nonlinéaire  $F$ ) et celles de la pompe utilisée pour l'excitation (longueur d'onde de pompe  $\lambda_p$ , durée des impulsions  $\Delta\tau$ , puissance pic couplée  $P_0$ ). Le produit  $\gamma P_0 L_{\text{eff}}$  est estimé pour donner une idée du régime nonlinéaire de fonctionnement, ainsi que l'ordre du soliton ( $N = \sqrt{L_D/L_{NL}}$  où  $L_D$  est la longueur de dispersion définie par  $L_D = \Delta\tau^2/|\beta_2|$  et  $L_{NL}$  est la longueur nonlinéaire égale à  $1/(\gamma P_0)$ ) et la longueur de fission du soliton ( $L_f = \sqrt{L_D L_{NL}}$ ). Enfin la largeur spectrale du supercontinuum ( $\Delta\lambda$ ) généré à -30dB du maximum est précisée ainsi que la gamme associée.

Plate-forme [Ref]	$S$ [nm <sup>2</sup> ]/ ( $A_{\text{eff}}$ ) [μm <sup>2</sup> ]	$L$ [cm]	$\alpha$ [dB/cm]	$\beta_2$ [s <sup>2</sup> /m] ×10 <sup>-26</sup>	$\gamma$ [/W/m]	$\lambda_p$ [nm]	$\Delta\tau$ [fs]	$P_0$ [W]	$\gamma P L_{\text{eff}}$	$N$ $L_f$ [cm]	$\Delta\lambda$ [nm]
<b>Hydex</b> [218]	1450× 1500	45	0.06	-1.05	0.22	1550	100	1700	125	19 $L_f \sim 5$	~350 1350-1700 nm limité par OSA
<b>Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub></b> [131]	1100× 720	4.3	0.8	-3.78	1.2	1335	200	750	27	31 $L_f \sim 3.4$	1360 665-2025nm
<b>Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub></b> [132]	690× 950	0.8	0.7	-5	3	1030	92	4750	107	49 $L_f \sim 0.3$	1.4 octave 673– 1944nm (cohérent car guide court)
<b>TiO<sub>2</sub></b> [219]	450× 1500 (0.54)	2.2	5.5	<0 (2 ZGVD)	1.2	1640	90	1300	11.5	15 $L_f \sim 1$	1 octave : 1050-1910nm à -20dB
<b>AlN/ silice</b> [220]	800× 3200	1	N/A	N/A	0.35	1560	80	10000	35	/	3500 : 500nm-4μm
<b>Si-rich SiN</b> [221]	700× 1650	1	1.35	-2	5.7 $F \infty$	1555	130	800	39	62 $L_f \sim 1.3$	1.5 octave 820-2250nm
<b>As<sub>2</sub>S<sub>3</sub></b> [222]	870× 2000 (1.23)	6	0.6	-3.7	10 $F \sim 300$	1550	610	68	28	>40 $L_f \sim 6.7$	>500 : 1200-1700nm (limité par OSA)
<b>c-Si (SOI)</b> [121]	700× 220	0.7	2	-48	234+ $i^*44$	1565	150	32	45	19 $L_f \sim 0.3$	500: 1200-1700nm

<b>c-Si (SOI)</b> [122]	700× 220	0.4	N/A	-48	234+ i*44 F=0.42	1575	150	37	34	20 $L_f \sim 0.2$	500 : 1200-1700nm, Cohérence mesurée
<b>c-Si (SOI)</b> [223]	600× 250	0.17	1	-48.4	130	1560	80	500	108	29 $L_f$ $\sim 0.04$	800 : 1100-1900nm 1 octave à -40dB (1060-2200nm)
<b>a-Si :H</b> [195]	800× 220	1	2	-200	450 F=2	1560	1600	4	15	48 $L_f = 2.6$	550 : 1350-1900nm (non cohérent)
<b>a-Si :H</b> [194]	500× 220	1	2.65	-330	740+ i*31 F=1.9	1575	160	13	83	8 $L_f \sim 0.1$	500 : 1400-1900nm, cohérent (fission soliton)
<b>GaInP</b> /SiO <sub>2</sub> [224]	250× 700 (0.21)	0.2	12	<0 (2 zéros GVD)	450 F ∞ 3PA/FC	1550	170	10	6.9	15 $L_f \sim 0.3$	1.06 octave 1005-2100nm cohérent vers $\lambda_p$
<b>Si<sub>7</sub>N<sub>3</sub></b> [197]	300× 600 (0.2)	0.7	10	-25.5 (2 zéros GVD)	550 F ∞	1550	500	140	267	274 $L_f \sim 0.36$	>620 : 1130-1750nm (limité par OSA)
<b>Ge<sub>11.5</sub>As</b> <b><sub>24</sub>Se<sub>64.5</sub></b> [175]	580× 580 (0.26)	1.2	1.65	-21	130 F=60	1550	1000	31	39	138 $L_f \sim 3.4$	>600 : 1100-1700nm (limité par OSA)
<b>AlGaAs/</b> <b>SiO<sub>2</sub></b> [225]	290× 630	0.9	1.5	<0	220	1550	410 (1GHz)	14.2	24	N/A	500: 1300-1800nm
<b>a-Si:H</b> [226]	800× 220	1	2.2	-40	100 F=80	1950	1240	16.5	13	89 ( $L_D \gg 1$ ) $L_f \sim 5.5$	0.65 octave 1470-2470nm à -40dB Non cohérent (MI)
<b>c-Si (SOI)</b> [204]	320× 1210	2	/	-17 (2 ZGVD)	~58 3PA/ FC	2500	300	15	17	10 $L_f \sim 1$	1.3 octave : 1.51-3.67μm
<b>c-Si (SOI)</b> [206]	390× 1600	1	0.2	-20	38	2290	70	225	84	14 $L_f \sim 0.2$	1660: 1.54-3.2μm
<b>c-Si (SOI)</b> [227]	315× 920	N/A	1.5	-40	142	1900	50	360	N/A	5.6 $L_f \sim 0.01$	1300: 1.1-2.4 μm Cohérence mesurée
<b>Si/ saphir</b> [214]	N/A 1.15	1.6	N/A	-10	8 4PA	3700	320	1820	195	122 $L_f \sim 0.8$	4100: 1.9-6μm

## V.5 Conclusion

Un grand nombre de plateformes alternatives au silicium cristallin ont été développées pour pallier les limitations matériau du SOI aux longueurs d'onde télécoms, chacun présentant des avantages mais aussi des écueils spécifiques. Des plateformes à faible contraste d'indice, utilisant des verres faiblement nonlinéaires (Hydex,  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ,  $\text{TiO}_2$ ...) mais à très faibles pertes linéaires et nonlinéaires, ont été exploitées et permettent, moyennant des structures plus longues, d'obtenir des effets considérables, utiles pour la génération de peigne de fréquences ou de supercontinuum. Des alliages haut indice à base de silicium (Si amorphe hydrogéné, SiGe) ou des semiconducteurs III-V à grand gap (AlGaAs, GaInP, GaP) ont également été exploités avec un succès considérable, et permettent, grâce à leur nonlinéarité élevée et l'absence (ou la réduction) des pertes nonlinéaires d'atteindre des fonctions efficaces pour le traitement tout optique de l'information, tout en donnant accès à des régimes hautement nonlinéaires. Certains matériaux ont même été spécifiquement ingénierés pour présenter des propriétés nonlinéaires adéquates aux longueurs d'onde télécoms (nitride très fortement dopé en Si :  $\text{Si}_7\text{N}_3$ , ou verre de chalcogénure  $\text{Ge}_{11.5}\text{As}_{24}\text{Se}_{64.5}$ ), avec des résultats prometteurs.

Notons que d'autres matériaux ont été et continuent d'être étudiés dans ce contexte, comme le SiC ou les nitrures (GaN [228,229], AlN [230,231]). Le diamant, qui possède une large gamme de transparence et de très bonnes propriétés thermiques, a également permis de démontrer des peignes de fréquences dans des micro-anneaux à fort Q ( $10^6$ ) [232] et a été structuré pour réaliser des structures à cristaux photoniques [233], laissant présager de son potentiel pour l'optique nonlinéaire intégrée [234]. Enfin, des matériaux composites (par exemple AlN/SiN [235]) sont également développés pour mixer les nonlinéarités de type  $\chi^{(2)}$  et  $\chi^{(3)}$ .

Par ailleurs, l'optique nonlinéaire sur puce trouve de nouveaux débouchés. La migration de la plage spectrale de prédilection dans les télécoms vers le moyen-IR en particulier, ouvre la voie à de nouvelles applications qui rejoignent le développement d'architectures intégrées (« lab on a chip ») pour la détection et analyse de molécules chimiques et biologiques.

Cependant, le silicium continue de rester le matériau phare de la photonique intégrée compte tenu de la maturité de la technologie SOI, en témoignent les faibles pertes par propagation sur guide SOI qui restent bien meilleures que celles mesurées sur l'ensemble des plateformes hautement nonlinéaires à fort contraste d'indice. Cette observation, et la possibilité d'intégrer à long terme ces fonctionnalités avec des circuits CMOS ont motivé un grand nombre de travaux sur l'intégration hybride de matériaux, que nous développons plus en détails dans la section suivante.

# Perspectives

---

Au-delà des travaux présentés dans les sections précédentes, exploitant directement les nonlinéarités de la plate-forme SOI ou bien celles de filières matériaux alternatives, on ne peut nier les avantages évidents du SOI en termes de rapprochement des technologies microélectroniques et optiques fondées sur cette filière matériau (qualifiée souvent, à tort ou à raison, de compatible CMOS), pour la réalisation d'architectures optoélectroniques avancées. Si le SOI est en effet loin d'être le matériau idéal pour l'optique nonlinéaire intégrée aux longueurs d'onde télécom, cette plate-forme présente une maturité de fabrication unique, et bénéficie d'outils de design et process avancés, qui sont autant d'héritages des investissements massifs réalisés dans les grandes fonderies microélectroniques ces dernières décennies. Ces arguments prêchent en faveur d'une approche exploitant l'intégration hétérogène de matériaux aux propriétés complémentaires et la réalisation de plateformes hybrides utilisant le « bon matériau » au bon endroit et pour la bonne fonction.

Dans le contexte de l'optique nonlinéaire sur puce, une approche pertinente est de conserver le SOI pour transmettre l'information lumineuse sur la puce, avec de faibles pertes, et le combiner localement à des matériaux (tels que présentés section V.2) ayant des propriétés nonlinéaires adaptées aux fonctions visées. Ce type d'approche a d'ailleurs été largement développé pour la réalisation de microlasers III-V intégrés sur silicium, palliant au gap indirect du silicium cristallin par l'intégration de matériaux à fort rendement de luminescence. Je discuterai dans cette partie de la pertinence de ces approches hybrides pour l'optique nonlinéaire sur puce. Je commencerai par donner un aperçu de l'état des lieux concernant la réalisation de sources de lumière intégrées sur silicium, et présenterai les opportunités offertes par les transpositions de ces technologies hybrides pour l'optique nonlinéaire sur puce. Avec l'émergence d'une nouvelle variété de matériaux bidimensionnels (graphène, MoS<sub>2</sub> etc...) aux propriétés diverses et variées, qu'il est relativement « aisé » d'intégrer en fin de procédé technologique sur des plateformes à semiconducteur plus matures, l'approche hybride connaît un nouveau souffle. L'intégration de graphène sur puce à semiconducteur permet également d'envisager de nouvelles fonctions, comme les lasers impulsionsnels, que je présenterai succinctement, en soulignant, à ce sujet, une approche exploitant les modes lents à base de cristaux photoniques, qui représente une autre extension de mes travaux de recherche pour des applications laser.

## I. Structures hybrides pour l'optique nonlinéaire sur puce

### I.1 Intégration hybride III-V/ Si pour les lasers

Les premiers efforts pour intégrer un composant optique nonlinéaire sur puce, bien avant toutes les fonctions évoquées exploitant des nonlinéarités Kerr, portent sur la source laser [236]. Cette course à l'intégration d'un composant laser a motivé le développement de nombreuses technologies concurrentes pour assembler des composants lasers avec des puces silicium (cf. une démonstration récente [237]) ou intégrer directement sur silicium un matériau présentant un fort rendement de luminescence. Certains travaux visent à intégrer monolithiquement des matériaux complémentaires (par exemple III-V pour les sources, mais aussi des

oxydes fonctionnels...) sur silicium en exploitant des techniques de croissance épitaxiale, encaissant, par l'utilisation de buffers intermédiaires, les désaccords de maille entre les différentes couches de matériaux. Des oxydes peuvent être utilisés pour adapter le III-V sur silicium, ou bien une croissance d'objets tridimensionnels comme des nanofils de III-V sur silicium. D'autres voies utilisant le germanium et l'effet des contraintes ou l'incorporation d'étain pour lui donner un gap direct ont également été explorées.

Une deuxième approche est l'intégration hétérogène de matériaux [238]. Celle-ci a permis de réaliser des composants, aujourd'hui matures, pour lesquels une zone de gain constituée d'une hétérostructure à base de puits quantiques (ou boîtes quantiques) III-V est « collée » sur du SOI, sans nécessité d'alignement. Une première technique de collage, dit moléculaire, met directement en contact les surfaces de deux matériaux différents, préalablement recouvertes de silice (approche du CEA-Leti par exemple [239]) ou activées par plasma d'oxygène après un traitement de surface [240]. Une deuxième technique de collage III-V/Si utilise une couche de polymère (par exemple BCB, approche IMEC et C2N) qui peut être extrêmement fine et sert d'adhésif [241].

En sus d'intégrer un composant laser sur un circuit silicium, ces technologies de laser hybrides ont permis d'augmenter leurs performances. Par exemple, ces architectures réduisent considérablement le seuil des lasers réalisés, donc leur consommation en puissance, en limitant leur échauffement par une meilleure dissipation thermique [242,243]. La coexistence de deux types de matériaux, le III-V actif, et le silicium passif, permet également d'optimiser l'architecture de ces composants lasers, en réalisant par exemple les miroirs dans le silicium, évitant la gravure du III-V qui a tendance à dégrader le rendement de luminescence, et atteignant par ce biais des puissances de sortie plus élevées -typiquement ~10mW [244] (cf. Figure VI.1). L'intégration d'éléments de chauffage sur les miroirs silicium permet également d'obtenir un signal laser accordable en longueur d'onde -sur une plage de 8nm [244] ou 40nm [245]. Enfin, l'intégration permet de développer des puces hybrides dans lesquelles le signal laser peut être modulé (modulation directe) jusqu'à quelques dizaines de Gbit/s [246,247] et finalement couplé à un circuit SOI incluant éventuellement des photodétecteurs [248] pour des applications d'interconnexions optiques.

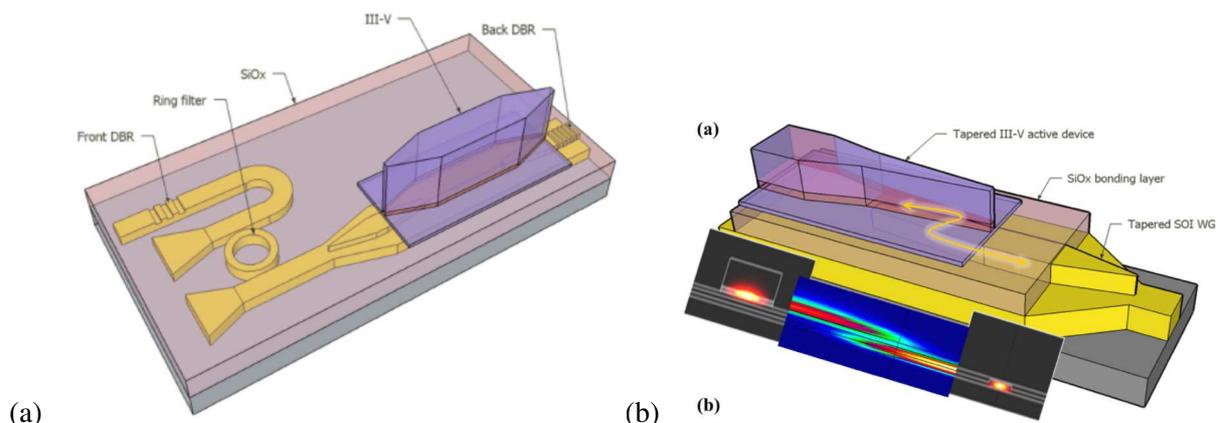


Figure VI.1 : Exemple d'architecture d'un laser DFB hybride III-V/ Si dans lequel le silicium est structuré en lieu et place du III-V pour réaliser les miroirs de la cavité, et qui exploite un couplage adiabatique entre la couche de III-V active et le circuit silicium en dessous. Tiré de [244].

## Des microlasers intégrés toujours plus compacts

Pour rendre ces composants plus compacts, en sus de l'optique réfractive (microdisques [249] ou microanneaux [250] couplés à un guide silicium), les géométries de cristaux photoniques ont été exploitées pour former la cavité, conduisant à la miniaturisation des résonateurs sous-tendant le fonctionnement laser [251]. Depuis la première démonstration en 1999, les performances de ces composants n'ont cessé de s'améliorer, surmontant progressivement différents écueils (cf. Figure VI.2 pour quelques exemples) : fonctionnement à basse température puis à température ambiante, émission par la surface ou couplée à un circuit en silicium [252,253], utilisation d'une pompe pulsée aujourd'hui continue, fonctionnement en pompage optique puis pompage électrique [254,255,256], génération d'un signal lumineux qui peut atteindre quelques milliwatts [257], émis en continu ou modulé à quelques dizaines de gigahertz. Les travaux de NTT ont permis, à l'aide d'une technique sophistiquée de reprise d'épitaxie qui parvient à localiser la zone de gain au centre de la cavité (cf. Figure VI.2(b)), de réduire la puissance nécessaire pour atteindre la transparence, conduisant à des puissances seuil laser records et des sources plus efficaces, pompées optiquement [258] ou électriquement (seuil de  $4.8\mu\text{A}$ ) [259]. Ces microlasers ont été également intégrés dans un lien optique et modulés à plus de 10Gbit/s [260] avant d'être finalement intégrés sur Si [261]. Un deuxième exemple de microlaser extrêmement compact, issu des travaux du C2N, fonctionne sous pompage électrique et délivre des microwatts de puissance sous excitation continue et à température ambiante dans un circuit silicium (cf Figure VI.2(c)) [262].

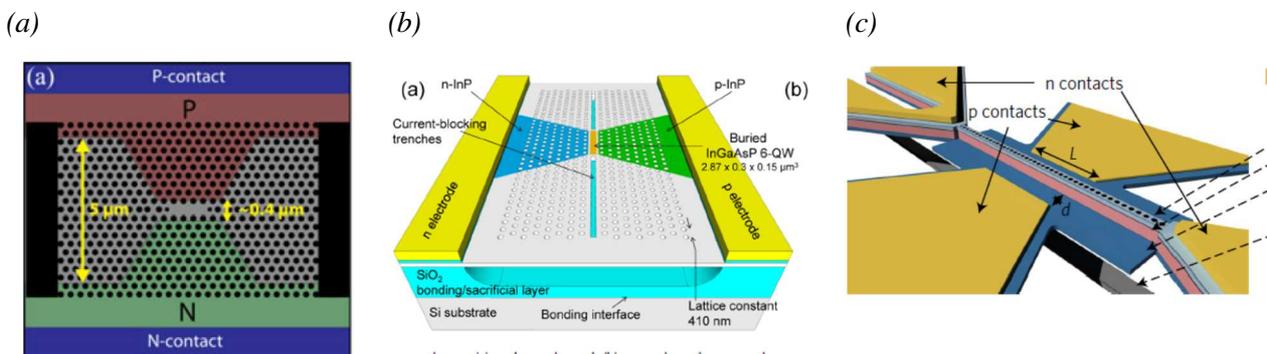


Figure VI.2: Quelques exemples de microlasers compacts exploitant des cristaux photoniques : (a) Composant réalisé par Stanford utilisant une cavité à cristaux photoniques sur membrane suspendue et pompé électriquement [256], (b) Composant développé par NTT utilisant une zone de gain enterrée (LEAP) et ici intégré sur silicium [261], (c) Nanolaser réalisé par le C2N pompé électriquement et couplé à un circuit silicium [262].

## Lasers impulsionnels sur puce

En marge des progrès sur la réalisation de laser compacts intégrés émettant des signaux continus ou modulés, l'émission de trains d'impulsions courtes et périodiques sur puce représente encore un défi

technologique. Ce dernier n'est pas complètement décorrélé du développement de l'optique nonlinéaire intégrée. D'une part, l'accès à des sources impulsionnelles directement sur plate-forme intégrée pourrait faciliter la mise en œuvre de fonctions tout optique pour le traitement de l'information, telles qu'évoquées dans les sections précédentes (démultiplexage temporel, échantillonnage du signal), ou servir tout simplement de pompe optique nécessaire au fonctionnement de composants nonlinéaires pour l'amplification ou la régénération de signaux optiques. L'intégration permettrait d'avoir un maximum de puissance sur puce, sans avoir recours à des techniques de couplage externes plus ou moins efficaces. La stabilité du système pourrait également s'en trouver améliorée. D'autres applications, comme l'accès à une horloge optique permettant de cadencer le fonctionnement d'un circuit tout optique ou de synchroniser différentes fonctions entre elles, pourraient être rendues possibles par le développement de ce type de composants.

Enfin, la réalisation de lasers pulsés intégrés représente également une voie intéressante pour transmettre de l'information à haut débit pour les applications datacom [263]. En filtrant spectralement les dents fréquentielles du peigne associé au signal impulsionnel périodique et en codant des données sur chacune d'elles, on peut multiplexer en longueur d'onde, sur une ligne de transmission haut débit, une quantité importante de données à partir d'une source individuelle. Cet objectif est poursuivi par un certain nombre de groupes désireux d'utiliser à cette fin la génération de peignes de fréquences nonlinéaires en cavité [264] ou dans des guides [265]. Si les approches nonlinéaires permettent en effet de générer des peignes extrêmement larges spectralement, le signal de pompe optique requis et sa puissance relativement élevée (plusieurs dizaines ou centaines de milliwatt couplé au résonateur), restent un frein à certaines applications qui ne nécessitent pas forcément une largeur spectrale importante. Ainsi, le développement d'une source de peigne de fréquences intégrée sur puce, avec une consommation faible et qui peut être pompée électriquement reste crucial [236]. Des peignes de fréquences susceptibles de répondre à ce cahier des charges peuvent être obtenus par blocage de modes dans des lasers multimodes impulsionnels. Même si les peignes ainsi produits sont bien plus étroits que les techniques utilisant l'effet Kerr, car limités par la largeur spectrale du gain du laser (entre 10 et 15nm typiquement), le pompage électrique est possible.

De nombreux travaux ont été publiés ces deux dernières décennies sur la réalisation de lasers impulsionnels intégrés, alimentés électriquement, et exploitant le blocage des modes [238], qui pourraient ainsi servir de sources multi-longueurs d'onde pour les télécoms/ datacoms. Ces composants émettent typiquement des impulsions de durée proche de la picoseconde avec des taux de répétition entre 10 et 100GHz. Exploitant des hétérostructures à base de puits quantiques ou boîtes quantiques, la plupart de ces lasers utilisent plusieurs sections pour séparer la zone de gain polarisée en direct, et l'absorbant saturable, polarisé en inverse (Figure VI.3(a)). Des géométries intéressantes ont également été mises au point par l'équipe du LPN, qui a montré la génération de trains d'impulsions picosecondes à quelques dizaines de GHz à partir d'une seule section de bâtonnets quantiques d'InAs/ InP avec de bonnes performances [266,267,268]. Des expériences de transmission haut débit utilisant ces sources pour des applications d'interconnexions optiques entre data centers ont été réalisées à partir d'un seul de ces lasers ruban à émission par la tranche, permettant d'atteindre des débits au delà de 4Tb/s [269]. Plusieurs réalisations de lasers pulsés combinant des éléments actifs et

passifs et, en particulier, de longues cavités pour améliorer les performances du composant ont été implémentés dans des circuits intégrés sur InP (Figure VI.3(b)) [270,271,272]. Ces approches souffrent néanmoins de pertes substantielles dans le guide en III-V formant la cavité. Cet obstacle peut être contourné en utilisant une configuration de laser intégrée hybride III-V/ Si [273] exploitant les techniques de collage présentées plus haut. Dans ces architectures, des guides en Si à faible perte peuvent servir de cavité externe et sont intégrés avec des hétérostructures III-V jouant le rôle d’amplificateur optique et d’absorbant saturable [274]. Un exemple récent est montré sur la Figure VI.3(c), et représente un pas important vers l’intégration de lasers pulsés sur des circuits intégrés photoniques en silicium [275]. Il exploite deux sections à gain en III-V couplées efficacement à une longue cavité, formée par un guide silicium en spirale de 37.4mm de long et avec des pertes inférieures à 1dB/cm. Deux miroirs de Bragg définis dans le guide silicium ferment la cavité. La largeur spectrale du composant s’étend sur 15nm (à -10dB), et comprend 1400 modes longitudinaux (espacés de 1GHz) bloqués en phase, un record en termes de densité de peigne pour un laser intégré à blocage de modes.

Malgré ces nombreux progrès vers l’intégration d’un laser pulsé sur puce, leur miniaturisation reste un enjeu important, puisque les caractéristiques de ces composants (puissance pic, etc...) s’améliorent avec le nombre de modes impliqués dans le blocage de modes, c’est-à-dire avec la longueur effective de la cavité. Dans les différentes approches développées pour intégrer ces composants, la taille, en particulier la longueur de la cavité optique sous-jacente, reste typiquement millimétrique. Combiné à l’approche hybride de matériaux, les modes lents dans les cristaux photoniques pourraient contribuer à la miniaturisation de ce type de composants (cf. section II des perspectives).

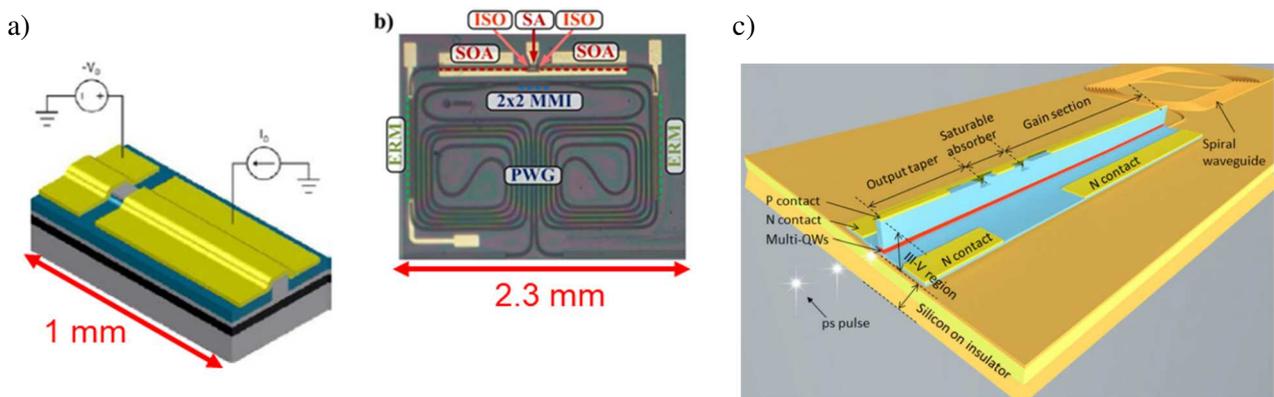


Figure VI.3. Quelques exemples de réalisations de lasers pulsés miniaturisés sur puce : (a) Laser ruban à émission par la tranche (LPN) [267], (b) Laser intégré sur circuit InP [276], (c) Laser hybride III-V sur Si [275].

## I.2 Structures III-V sur Si pour l’optique nonlinéaire sur puce

Comme pour les lasers et microlasers, en parallèle des enjeux liés à l’abaissement des puissances nécessaires pour faire fonctionner les composants d’optique nonlinéaire intégrée, des aspects thermiques liés à leur régime de fonctionnement doivent être pris en compte. Dans ce contexte, l’implémentation des techniques de collage sur silicium, devenues matures pour la réalisation de lasers hybrides, avec des matériaux

hautement nonlinéaires (comme GaN [277] ou plus récemment AlGaAs et GaInP) apparaît extrêmement pertinente et multiplie les opportunités associées à des matériaux plus exotiques que le silicium cristallin dans les fonderies CMOS.

Premièrement, les architectures hybrides (par exemple en III-V sur oxyde) ainsi réalisées permettent d'augmenter le nombre de géométries photoniques envisageables pour l'optique nonlinéaire intégrée : les micro-anneaux et guides réfractifs à fort confinement optique deviennent possibles, au lieu de se limiter (pour GaInP par exemple) à des membranes relativement courtes de cristaux photoniques suspendues dans l'air. Ensuite, les guides en III-V sur oxyde se prêtent mieux à l'ingénierie de dispersion, essentielle pour renforcer les phénomènes nonlinéaires, en comparaison des structures à faible contraste d'indice vertical, comme, par exemple, les guides gravés sur des hétérostructures en AlGaAs.

Deuxièmement, la validation des techniques de collage pour l'optique nonlinéaire intégrée permet d'envisager la réalisation de puces hybrides optimisées et avec de meilleures performances. Dans ces puces, les fonctions nonlinéaires seraient localement réalisées dans le matériau III-V mieux adapté que le silicium cristallin, tout en conservant ce dernier pour assurer le guidage de la lumière avec des pertes faibles ( $<1\text{dB/cm}$ ) et l'interface avec l'extérieur (tapers inverses ou coupleurs par réseaux). Les techniques de couplage entre la couche active de III-V et le silicium, développées pour les lasers (cf. Figure VI.1), pourraient être facilement adaptées aux circuits d'optique nonlinéaire hybrides obtenus.

Enfin, et surtout, certains phénomènes (génération de peignes de fréquences ou supercontinuum, amplification paramétrique à gain positif en continu, dynamique de solitons et compression d'impulsions...) requièrent des régimes hautement nonlinéaires et nécessitent de fortes densités d'énergie optique dans les structures sous-jacentes qui posent de réels problèmes d'échauffement. A cet égard, les structures à cristaux photoniques à mode lents suspendus dans l'air atteignent leurs limites et pourraient être avantageusement supplantées par des structures collées sur substrat bas indice, qui ont déjà fait leur preuve en améliorant la dissipation de chaleur dans les microlasers. Au final, le matériau pose toujours une limite maximum à la densité d'énergie optique qu'il peut soutenir (et propager sans pertes), et donc à la force des effets nonlinéaires dont il est le siège. D'abord, l'absorption multiphotons (absorption à deux, trois ou quatre photons en fonction du ratio entre l'énergie de gap et l'énergie de photon pompe) devient importante au-delà d'un certain seuil de puissance, réduisant l'accroissement des effets nonlinéaires obtenus, qui finissent par plafonner avec la puissance (cf. Figure II.3 pour le cas de l'auto-modulation de phase en présence de TPA). Deuxièmement, l'absorption résiduelle de la structure, telle qu'induite par les défauts, états de surfaces, impuretés, génère de la chaleur et provoque une élévation de température, qu'il convient de mitiger pour atteindre des régimes de fonctionnement nonlinéaire à plus haute puissance sans dégrader le composant de manière irréversible. En augmentant ainsi la dissipation thermique de membranes possédant de bonnes propriétés nonlinéaires (fort  $n_2$ , fort FOM), les composants hybrides nonlinéaires sur oxyde devraient permettre de maximiser les effets nonlinéaires obtenus. Ces composants pourraient également devenir compatibles avec des taux de répétition de signal optique (rapport cyclique) plus élevés, voire même avec un fonctionnement en régime de pompe

continue, qui auraient sinon tendance à échauffer la puce donc limiter, ou dégrader ses performances nonlinéaires.

Depuis ces dernières années, plusieurs groupes en France (Thalès/ C2N, CEA-Leti) et en Europe (DTU, IMEC) poursuivent ces objectifs avec des premières démonstrations très prometteuses. En particulier, des nanoguides à fort confinement optique et hautement nonlinéaires ( $\gamma \sim 475/\text{W}/\text{m}$ ) ont été réalisés en exploitant du GaInP [278] collé sur substrat de  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ . L'absence d'absorption à deux photons, donc le fort facteur de mérite, a été expérimentalement confirmée pour ces structures hybrides. Surtout, malgré des pertes relativement élevées ( $\alpha \sim 12\text{dB}/\text{cm}$ ) obtenues sur les premières réalisations, la possibilité d'ingénierer la dispersion a permis de générer du supercontinuum [224] sur une octave aux longueurs d'onde télécom à partir de guides millimétriques et pour des impulsions incidentes de seulement  $\sim 10\text{W}$  (cf section V.4, Tableau V.4). A l'instar des travaux sur membrane suspendue, des guides à cristaux photoniques à modes lents ingénierés ont été réalisés sur ces architectures reportées ( $n_g \sim 28$  sur  $10\text{nm}$ ,  $\gamma \sim 5000/\text{W}/\text{m}$ ) [279], et du mélange à quatre onde en continu (au lieu d'utiliser des signaux à faible taux de répétition  $\sim 100\text{MHz}$  pour du GaInP suspendu) a été démontré à partir de structures compactes ( $L=300\mu\text{m}$ ), avec une efficacité de conversion ( $-17.6\text{dB}$  à  $100\text{mW}$  de puissance couplée) qui dépasse celle des guides lents en silicium cristallin. Surtout, aucun effet de saturation à forte puissance n'est relevé, tandis que l'échauffement induit par l'absorption résiduelle causée par des défauts de surface est efficacement restreint par la configuration verticale. Ces résultats laissent entrevoir la possibilité d'obtenir un gain d'amplification paramétrique positif à plus haute puissance (limitée dans ces démonstrations par les pertes au couplage). Les pertes par propagation sont encore élevées ( $73\text{dB}/\text{cm}$ ), ce qui limite l'efficacité des composants par unité de puissance injectée. Le ratio  $\gamma/\alpha \sim 3/\text{W}$  reste en effet très proche des valeurs obtenues pour les guides à cristaux photoniques lents en Si cristallin (cf. Tableau V.3), mais l'amélioration de la dissipation thermique, combinée à un meilleur facteur de mérite (limité seulement par l'absorption à 3 photons) et une durée de vie des porteurs libres beaucoup plus courte, devraient permettre de maintenir cette efficacité pour des puissances de pompe plus élevées que dans le cas du silicium cristallin, permettant ainsi d'aller explorer des régimes plus fortement nonlinéaires.

En raison d'une conductivité thermique meilleure ( $\sim \text{Si}$  et  $20\times$  celle du GaInP), le GaP ( $E_{\text{gap}}=2.26\text{eV}$ , transparent de  $550\text{nm}$  à l'IR) pourrait s'avérer encore plus avantageux, d'autant plus que l'épitaxie directe sur silicium est envisageable. Des démonstrations de dynamique de solitons d'ordre supérieur, d'amplification paramétrique ( $5\text{dB}$  de gain sur puce) à des taux de répétition plus élevés ( $\sim 2\text{GHz}$ ) et du mélange à 4 ondes cascades (jusqu'à la 11<sup>ème</sup> harmonique) ont été obtenues dans des guides à cristaux photoniques lents et dispersion ingénierée fabriqués dans ce matériau [280]. Bien qu'ils exploitent encore une configuration de membrane suspendue dans l'air, ces résultats confirment la capacité du GaP à soutenir et fonctionner à des puissances moyennes et pic ( $50\text{GW}/\text{cm}^2$ ) dépassant largement celles utilisées dans les membranes à semiconducteur usuelles. Notons qu'un facteur de mérite de 1.5 a été cependant mesuré, qui semble se trouver réduit (malgré le large gap électronique) par des mécanismes d'absorption à deux photons induits par les défauts de surface.

Le groupe de DTU a été également très actif sur cette thématique et a récemment optimisé la fabrication et le collage de couches d'AlGaAs à fort facteur de mérite nonlinéaire sur substrat SiO<sub>2</sub>/Si, pour produire des guides à fort confinement optique exploitant le fort contraste d'indice vertical offert par la fine membrane d'AlGaAs sur oxyde [281]. Les contraintes de gravure (moins profonde) sont relaxées sur cette plateforme, permettant d'atteindre des pertes de seulement 1dB/cm pour des guides sub-micrométriques hautement nonlinéaires, qui ont été utilisés pour démontrer du supercontinuum (cf. Tableau V.4) [225]. Du mélange à quatre ondes très efficace a également été obtenu et avec une pompe continue : -8.7dB d'efficacité de conversion mesurée sur des guides de 3mm de long pompés à 145mW [282]. Grâce à la largeur spectrale importante (750nm) de ce phénomène de conversion en longueur d'onde, permise par l'ingénierie de dispersion, des séries de données ultra-rapides (modulés à 1.28 Tbaud DPSK) ont pu être converties sans pénalité. Notons que l'efficacité  $\gamma/\alpha$  atteint sur ces plateformes des valeurs extrêmement élevées de 28/W, c'est-à-dire presque le double des valeurs associées au SOI, et un ordre de grandeur par rapport aux géométries de nanoguides AlGaAs usuels (cf. Tableau V.3), tandis que le fort FOM de cette plateforme devrait permettre de conserver cette efficacité jusqu'à des régimes de puissances plus élevées. Surtout, par rapport aux technologies exploitant un faible contraste d'indice vertical (cf section V.2), des micro-anneaux peuvent être réalisés avec un facteur de qualité beaucoup plus élevé ( $Q \sim 350,000$ ), permettant d'exploiter des géométries résonantes pour renforcer les nonlinéarités. Combinées à un fort paramètre  $\gamma$  ( $\sim 660/W/m$ ), celles-ci ont permis de générer des peignes de fréquences avec des niveaux de puissance seuil faibles, de l'ordre du milliwatt [283]. Très récemment, des peignes ultra-larges ont également été générés en élargissant par auto-modulation de phase le signal issu d'un laser pulsé à 10GHz (aux longueurs d'onde télécoms) de 85mW de puissance (moyenne) injecté dans un nanoguide AlGaAs/oxyde [265]. Cette technique permettrait d'obtenir 66% d'efficacité de conversion entre la pompe et le peigne, une valeur bien supérieure à celles obtenues grâce aux méthodes résonantes, au détriment du type de pompe utilisée (laser pulsé plutôt qu'un laser continu). Le potentiel de cette approche a été confirmé dans une expérience de transport de données à très haut débit, qui exploite les dents du peigne ainsi généré pour transporter l'équivalent de 661 Tbit/s de données agrégées (30 modes de fibre propageant 80 canaux WDM modulés à 10Gbit/s et avec des formats de données de type QAM).

*Tableau VI.1: Comparaison des performances de différentes plateformes d'optique intégrée utilisées pour réaliser des peignes de fréquences aux longueurs d'onde télécoms. Extrait de [283].*

**Table 1. Comparison of Nonlinear Platforms for On-Chip Frequency Comb Generation at Telecom Wavelengths**

Material Platform	$n$	$n_2$ (m <sup>2</sup> /W)	Waveguiding		$Q$	$P_{th}$ (mW)	Coupling Waveguide*
			Area (μm <sup>2</sup> )	FSR (GHz)			
Silica [7]	1.4	$2.2 \times 10^{-20}$	30 <sup>b</sup>	33	$2.7 \times 10^8$	1	Tapered fiber
Hydex [9]	1.7	$1.2 \times 10^{-19}$	1.45 × 1.50	200	$1 \times 10^6$	50	Integrated
Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> [11]	2.0	$2.5 \times 10^{-19}$	0.60 × 3.00	25	$1.7 \times 10^7$	5	Integrated
AlN [12]	2.1	$2.3 \times 10^{-19}$	0.65 × 3.50	435	$8 \times 10^5$	200	Integrated
Diamond [13]	2.4	$8.2 \times 10^{-20}$	0.95 × 0.85	925	$1 \times 10^6$	20	Integrated
Al <sub>0.17</sub> Ga <sub>0.83</sub> As (this work)	3.3	$2.6 \times 10^{-17}$	0.32 × 0.62	995/98	$1 \times 10^5/2 \times 10^5$	3/6	Integrated

\*Configuration of bus waveguide coupling to the resonator.

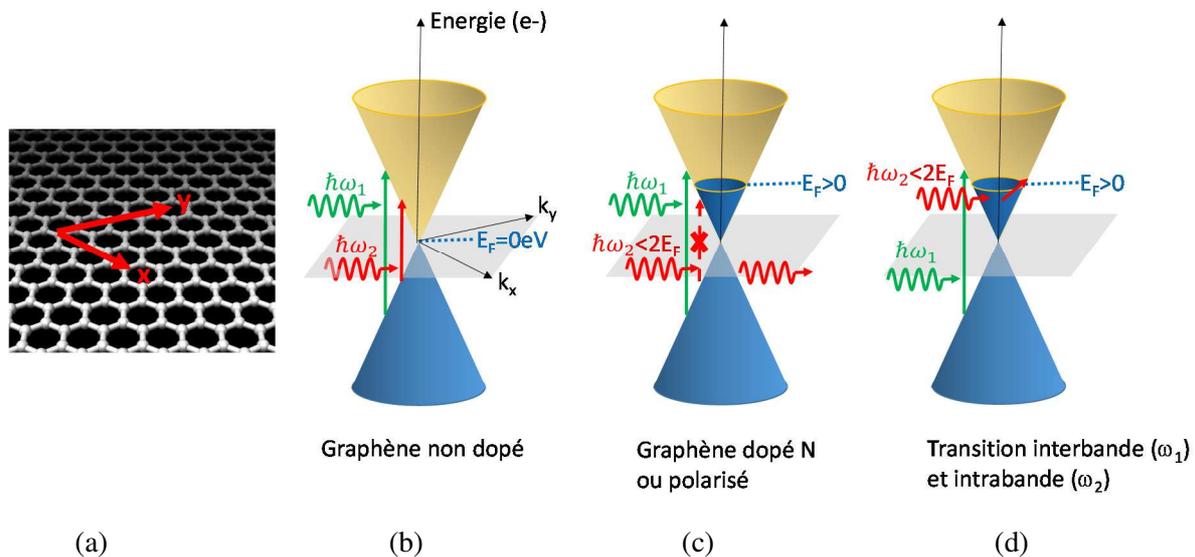
<sup>b</sup>Effective area for the wedge micro-resonator.

Enfin, dans le contexte de l'intégration de structures hybrides nonlinéaires sur circuits Si, les différentes techniques mentionnées en section V.2 pour déposer des matériaux nonlinéaires sont également pertinentes,

tant que le procédé de dépôt se fait à température modérée (<400°C) et sans recuit excessif. Ainsi certaines filières matériaux (TiO<sub>2</sub> déposé à température ambiante [284] avec  $\gamma \sim 20\text{-}30\text{W/m}$ , Si<sub>3</sub>N<sub>7</sub>, silicium amorphe, AlN etc...) développées sur SiO<sub>2</sub>/Si se prêtent naturellement à leur intégration avec des circuits Si. Ces voies progressent rapidement, même si la réduction des pertes par propagation reste encore un défi ( $\alpha \sim 1$  à quelques dB/cm) pour tirer le meilleur parti de ces structures.

### I.3 Structures hybrides à base de graphène sur semiconducteur

En marge de tous ces matériaux développés pour l'optique nonlinéaire qui peuvent être collés et intégrés sur silicium, les matériaux bidimensionnels (le graphène en premier lieu) ont fait leur apparition et offrent des propriétés complémentaires au silicium tout en laissant la possibilité d'une intégration relativement naturelle sur des semiconducteurs plus matures.



Depuis l'isolement d'une monocouche de carbone par l'équipe de Manchester en 2004 [286], le graphène n'a cessé d'intriguer les chercheurs tout en promettant un saut de performance en termes d'applications. Si la microélectronique a tout d'abord jeté son dévolu sur ce matériau 2D, c'est maintenant davantage l'optoélectronique [287], et plus récemment la photonique qui lui voit un rôle à jouer à plus ou moins long terme [288,289]. A cause de son caractère bidimensionnel, ce matériau présente une structure de bandes électroniques en cône de Dirac (cf Figure VI.4) qui lui confère des propriétés optiques remarquables (cf Tableau VI.2) et quasiment indépendantes de la longueur d'onde incidente, rendant son utilisation quasiment universelle du visible au moyen IR. De plus, la haute mobilité des porteurs dans le graphène est attractive pour réaliser des composants photoniques ultra-rapides. Enfin, la possibilité de doper le graphène ou moduler son niveau de Fermi par application d'une tension électrostatique permet également d'accorder ses propriétés optiques (électro-absorption et électro-réfraction). Le graphène se prête donc à la réalisation d'une variété de composants optiques et optoélectroniques (cf. Tableau VI.2).

*Tableau VI.2 : Résumé des propriétés optiques du graphène et déclinaison en termes d'applications optoélectroniques associées*

Propriétés optiques du graphène	Composants optoélectroniques
Absorption saturable (rapide et large bande)	→ Lasers pulsés
Accordabilité électrique des propriétés optiques (électro-absorption/ électro-réfraction)	→ Modulateurs, interrupteurs optiques, routage
Absorption (2.3% par monocouche) du visible au moyen-IR	→ Photodétecteurs large bande
Nonlinéarité optique, réponse en $\chi^{(3)}$	→ Conversion de fréquences, amplification, traitement tout optique de l'information
Anisotropie optique	→ Polariseurs
Seuil de dommage optique élevé	→ Limiteurs optiques

L'absorption du graphène est non seulement élevée (2.3% par monocouche) et large bande, mais elle peut aussi être modulée et saturée optiquement lorsque ce matériau est soumis à des intensités qui peuvent être relativement faibles ( $\sim 0.1 \text{ MW/cm}^2$ ), même si cette dernière dépend fortement de la qualité du graphène [290]. Combinée à un seuil d'endommagement élevé et des temps de relaxation des porteurs rapides, cette propriété fait du graphène un candidat idéal à la réalisation de lasers à verrouillage de modes qui sont capables de générer un train périodique d'impulsions optiques courtes sous excitation continue. Alors que la technologie dominante pour la réalisation de tels lasers utilise des miroirs semiconducteurs SESAMs, ces derniers ont une gamme d'accordabilité assez étroite, et requièrent une fabrication assez complexe doublée d'une ingénierie de gap électronique du matériau. D'autres propriétés du graphène, telles que son faible coût et à première vue, la facilité à l'intégrer dans un système optique, le rendent également attractif pour ces applications. Dès 2009, son absorption saturable a été exploitée dans des lasers pulsés à fibre [291], dans lesquels le graphène est simplement déposé sur la facette d'une fibre optique [292,293] mais aucune démonstration sur puce n'a été publiée jusqu'à présent.

D'autres propriétés optiques nonlinéaires du graphène ont été mises en évidence [294]. Une réponse optique Kerr de type  $\chi^{(3)}$  extrêmement élevée a été mesurée sur des feuillets de graphène isolés et déposés sur substrat [295]. En 2012, la première démonstration expérimentale d'un feuillet de graphène transféré sur une cavité à cristal photonique en silicium (avec un facteur de qualité modéré  $Q \approx 7500$ ) a montré que la réponse Kerr de ces structures hybrides était renforcée d'un facteur 10 par rapport au silicium seul [296]. La conversion de longueur d'onde et la commutation tout optique avec des puissances optiques incidentes beaucoup plus faibles ( $600\mu\text{W}$ ) ont pu ainsi être démontrées. Ces résultats montrent le fort potentiel du graphène pour l'optique nonlinéaire et le traitement tout optique de l'information, et laisse présager de l'intérêt d'intégrer ce matériau sur des puces optoélectroniques exploitant la technologie mature en SOI. A cet égard, un certain nombre d'exemples de composants photoniques hybrides intégrant le graphène sur puce semiconductor ont été publiés ces dernières années, pour réaliser des modulateurs électro-optiques [297,298,299], des interrupteurs optiques [300,301], de la conversion de longueurs d'onde [302,303,304,305] en utilisant des micro-anneaux, des cavités ou des guides à cristaux photoniques (cf Figure VI.5) et même de la génération de « supercontinuum » [306].

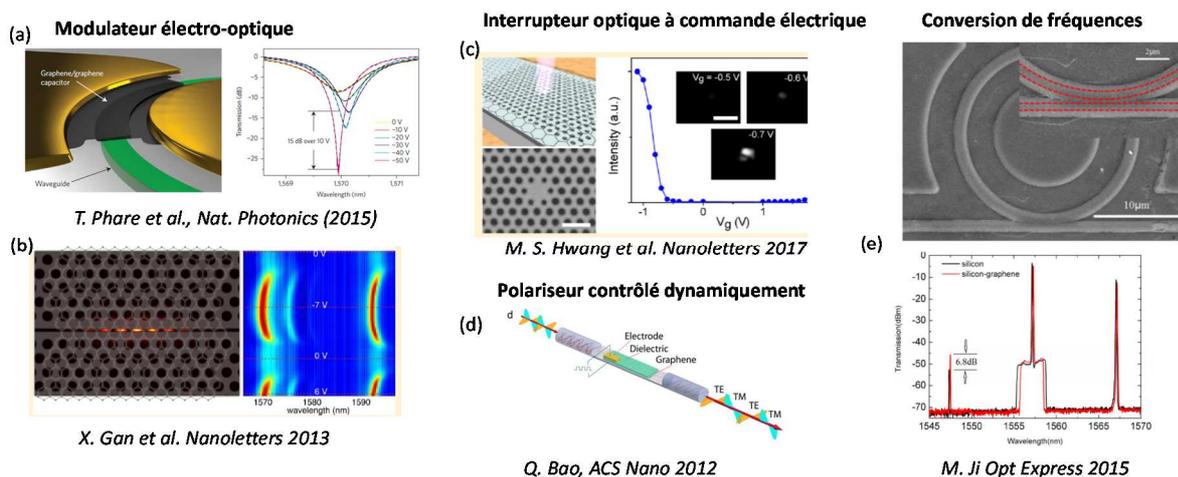


Figure VI.5: Quelques dispositifs optoélectronique à base de graphène en optique guidée: (a) et (b) modulateur électro-optique [297,298], (c) Interrupteur optique [300], (d) Polariseur [307], (e) Conversion de fréquences [302].

Malgré ces démonstrations, l'utilisation du graphène comme matériau nonlinéaire en optique intégrée reste encore un champ de recherche assez balbutiant et aucun consensus clair n'apparaît sur les propriétés nonlinéaires du graphène pour lesquelles les valeurs de  $|\chi^{(3)}|$  diffèrent de 5 ordres de grandeur, en fonction des expériences et des structures utilisées (cf. Tableau VI.3). Ces nonlinéarités ont également fait l'objet d'un certain nombre d'études théoriques [308,309,310] qui pointent l'existence de résonances pour certaines fréquences mais n'éclaircissent pas complètement tous les effets observés. Des effets liés spécifiquement au remplissage des bandes électroniques pourraient en effet compliquer l'interprétation des phénomènes habituellement attribués aux nonlinéarités Kerr d'ordre 3 [311].

Tableau VI.3 : Disparités sur les valeurs du  $|\chi^{(3)}|$  mesurées pour le graphène dans la littérature pour différents types de processus physiques. Extrait de [314]

Third-order nonlinear optical processes	References	$ \chi^{(3)} $ (m <sup>2</sup> /V <sup>2</sup> )
FWM	PRL 105, 097401 (2010) <sup>18</sup>	10 <sup>-15</sup>
	Nano Lett. 15, 4968 (2015) <sup>19</sup>	10 <sup>-14</sup>
THG	PRB 87, 121406 (2013) <sup>17</sup>	10 <sup>-16</sup>
	PRX 3, 021014 (2013) <sup>20</sup>	10 <sup>-19</sup>
	ACS Nano 7, 8441 (2013) <sup>21</sup>	10 <sup>-15</sup>
	2D Materials 4, 011006 (2016) <sup>22</sup>	10 <sup>-19</sup>
Optical Kerr effect, two-photon absorption and self-phase modulation	Nat. Photon. 6, 554 (2012) <sup>23</sup>	10 <sup>-17</sup>
	Nano Lett. 11, 2622 (2011) <sup>24</sup>	10 <sup>-15</sup>
	Opt. Lett. 37, 1856 (2012) <sup>25</sup>	10 <sup>-13</sup>
	Nano Lett. 11, 5159 (2011) <sup>26</sup>	10 <sup>-15</sup>
	Phys. Rev. Appl. 6, 044006 (2016) <sup>27</sup>	10 <sup>-15</sup>
	Opt. Lett. 41, 3281 (2016) <sup>28</sup>	10 <sup>-15</sup>

Dans les structures hybrides graphène/ Si publiées [296, 302-306], le graphène ne contribue qu'à une toute petite fraction de la réponse nonlinéaire, laissant entrevoir une marge de progrès considérable en utilisant des designs nanophotoniques plus avancés, permettant de renforcer l'interaction lumière/ graphène. Par ailleurs, des études expérimentales récentes ont montré que la nonlinéarité du graphène pourrait être, contrairement aux idées reçues, négative (c'est à dire  $n_2$  effectif de signe opposé à celui du silicium) [312,313], montrant la nécessité de combiner ce matériau avec des plates-formes matériau et structures photoniques (dispersion) adéquates. En particulier, l'utilisation du silicium avec le graphène n'est pas forcément un choix très judicieux pour l'optique nonlinéaire intégrée compte tenu des limites de ce matériau décrites dans la section V.1. Des structures photoniques en verre, comme le SiO<sub>2</sub> [311] ou le Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> [315], faiblement nonlinéaires, apparaissent mieux adaptées pour isoler et donc tirer le meilleur profit des propriétés nonlinéaires du graphène sur puce.

Enfin la possibilité de contrôler électriquement la réponse optique linéaire (électro-réfraction [299], absorption), mais aussi nonlinéaire (effet Kerr [314,315]) est particulièrement attractive pour la réalisation de composants tout optique reconfigurables. Notons en particulier l'utilisation récente de cette accordabilité pour contrôler la génération de peignes de fréquences dans des micro-anneaux de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> [316].

Dans ce contexte, je travaille depuis fin 2015 sur le développement et l'intégration de fonctions hybrides graphène/ semiconducteur (projet ERC GRAPHICS) pour (1) la réalisation de lasers pulsés, (2) la réalisation de fonctions de traitement tout optique de l'information et (3) la réalisation de fonctions accordables électriquement (cf. Figure VI.6). Ces trois objectifs possèdent des verrous communs (par ex comment intégrer efficacement graphène et semiconducteur, et notamment renforcer l'interaction entre graphène et semiconducteur en utilisant la boîte à outils photonique), mais contribuent également à la mise en œuvre d'une plate-forme intégrée tout optique pour générer des impulsions, qui pourraient servir à contrôler les fonctions nonlinéaires intégrées sur la même puce. Le rôle du graphène est clé pour ces trois applications, à savoir, son absorption saturable rapidement, son effet nonlinéaire important ( $\times 10^5$  par rapport au Si cristallin), et la possibilité d'accorder ses propriétés optiques (linéaires mais aussi nonlinéaires) en contrôlant la tension appliquée.

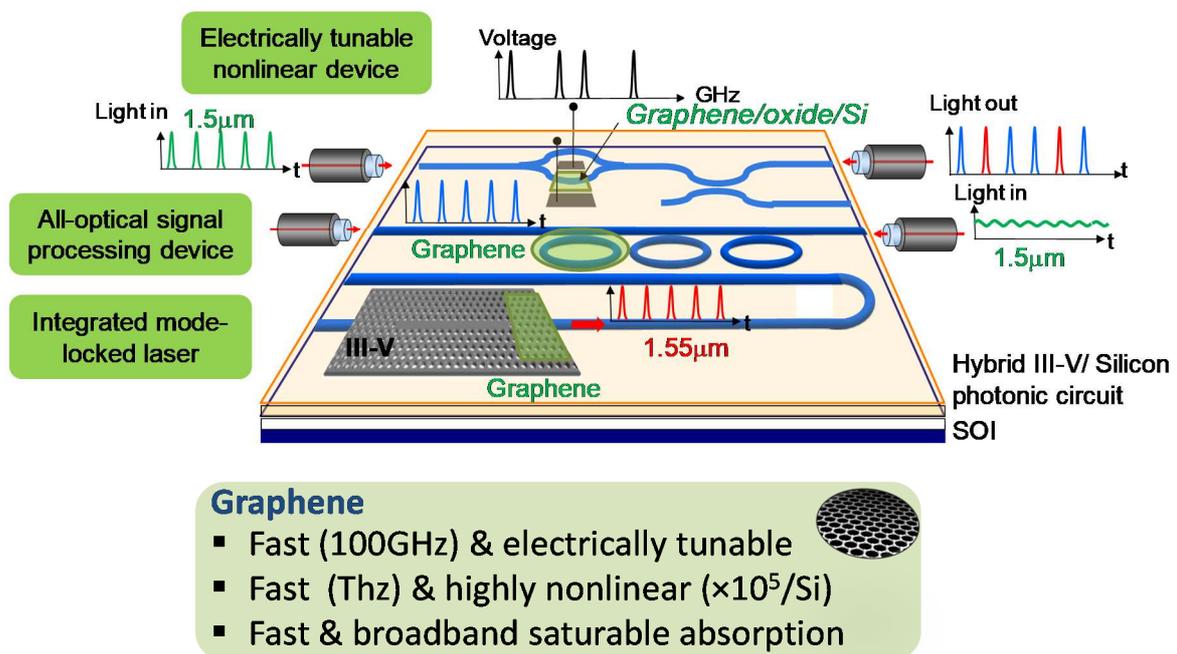


Figure VI.6. Vision schématique de différentes possibilités offertes par une architecture intégrée hybride à base de puce semiconducteur et de graphène, exploitant des concepts nanophotoniques. Trois exemples de fonctions nonlinéaires optiques sont représentés de haut en bas : un composant électriquement accordable en appliquant une tension RF, un composant nonlinéaire tout optique pour de la conversion de longueur d'onde et un microlaser pulsé intégré.

Certains papiers [317] viennent tempérer cet engouement vis-à-vis du graphène, questionnant son utilité réelle par rapport à d'autres matériaux bien connus, vis-à-vis, notamment de l'optique nonlinéaire intégrée. En effet, si l'effet Kerr est 5 ordres de grandeur plus élevé que celui du silicium cristallin, le prix à payer est l'élévation conjointe de l'absorption (linéaire et nonlinéaire). Néanmoins, même à facteur de mérite FOM égal, le graphène contient la promesse de réaliser des fonctions équivalentes à celles démontrées avec le silicium cristallin, mais pour des puissances de pompe beaucoup plus faibles ou des composants beaucoup plus

compacts, donc des fonctions nonlinéaires basse consommation. De plus, la possibilité d'accorder électriquement cette réponse ouvre de nouvelles perspectives d'applications en termes de composants agiles.

## II. Exploitation des modes lents pour d'autres applications

En dehors des applications d'optique nonlinéaire longuement développées dans ce manuscrit, la lumière lente dans les cristaux photoniques a été, dès le début des années 2000, exploitée pour réaliser des microlasers [318], permettant en effet de renforcer le gain [319] pour produire des cavités plus compactes [320,321], également utiles à la réalisation d'amplificateurs sur puce [322]. Ces modes lents doivent cependant être exploités avec certaines précautions [323], car un gain excessif pourrait, dans certains cas, avoir un impact non négligeable sur la dispersion de la structure photonique, tandis que l'augmentation conjointe des pertes par unité de longueur impose un maximum sur la longueur de cavité exploitable avec les modes lents [324]. Je discute dans cette section de l'utilisation de l'ingénierie de dispersion pour les modes lents qui pourraient offrir de nouvelles opportunités pour la réalisation de microlasers sur puce, et en particulier pour les microlasers impulsions exploitant le verrouillage de modes.

### *Ingénierie de dispersion pour des lasers à blocage de mode miniaturisés*

Si l'ingénierie de dispersion dans des guides à cristaux photoniques lents en silicium a permis de renforcer les effets nonlinéaires sur puce, tels que présentés dans la section III, ce type de design pourrait, transposé à des plateformes III-V actives (à base de puits ou boîtes quantiques), également servir à la réalisation de lasers pulsés intégrés et miniaturisés, tels que mentionnés dans la section I.2. En effet, les bandes de dispersion linéaires de modes guidés ( $v_g$  constant sur une large bande) telles que présentées section III.1 pourraient sous-tendre l'existence d'un peigne de modes équidistant, à partir d'une structure de cavité beaucoup plus compacte, dès lors que l'indice de groupe est plus élevé. Cet effet peut se comprendre par l'augmentation de la longueur effective de la cavité réalisée en ajoutant des miroirs de part et d'autre d'un guide d'onde lent. La plupart des caractéristiques du laser impulsionsnel et la qualité des signaux émis (puissance pic etc...) varient en effet, comme résumé dans le tableau VI.4, avec le produit de l'indice de groupe  $n_g$  et de la longueur de cavité  $L$ , c'est-à-dire avec la longueur effective de la cavité. Cette dépendance permet d'obtenir, à partir de structures plus compactes soutenant des modes lents (fort  $n_g$ ), des performances équivalentes à celles données par des cavités plus longues.

Les modes lents devraient ainsi garantir des structures lasers à cavité plus courte, mais l'ingénierie de dispersion est nécessaire pour assurer la régularité en fréquence de ces modes (i.e. un free spectral range, FSR, constant, cf figure VI.7) car la plupart des bandes à faible vitesse de groupe sont très dispersives (voir par exemple la bande d'un W1 proche du bord de la zone de Brillouin). Dans ces conditions, des modes nombreux et équidistants spectralement peuvent être excités et deviennent capables de générer des impulsions courtes s'ils sont correctement verrouillés en phase, par exemple par l'intermédiaire d'un absorbant saturable intégré dans la cavité (e.g. graphène, cf. Figure VI.8).

Tableau VI.4 : Caractéristiques (puissance pic  $P_{peak}$ , fréquence de répétition  $f_{rep}$ , durée des impulsions lumineuses  $\Delta t_{pulse}$ ) des lasers impulsions fondés sur le blocage de modes (en nombre  $N$ ) et les paramètres de la cavité laser associée (longueur de cavité  $L$ , indice de groupe  $n_g$ , et largeur spectrale  $\Delta\omega$  sur laquelle les  $N$  modes s'étalent). Extrait de [326].

Laser characteristics	Parameters
Number of modes	$N \propto n_g L \times \Delta\omega$
Peak power	$P_{peak} \propto N^2 \propto (n_g L \times \Delta\omega)^2$
Repetition rate	$f_{rep} = FSR = c/(2 \times n_g L)$
Pulse duration	$\Delta t_{pulse} \geq 2\pi/\Delta\omega$

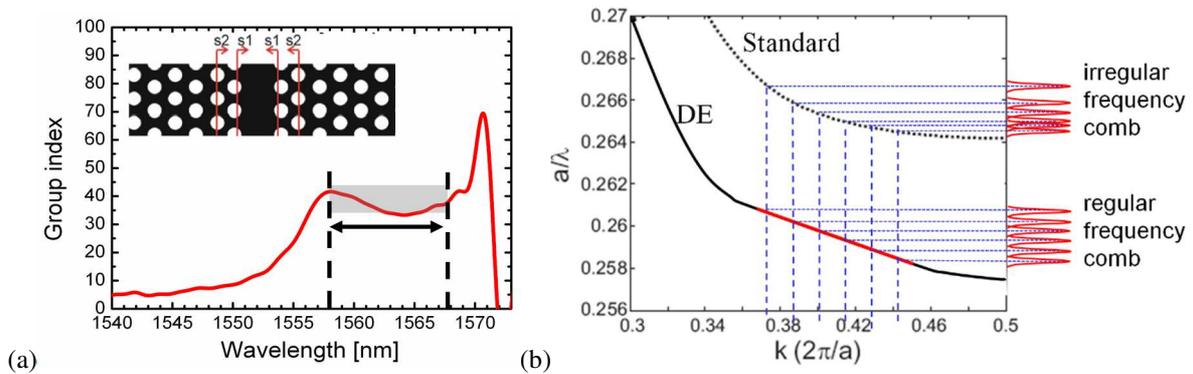


Figure VI.7: (a) Dispersion d'indice de groupe pour un guide à mode lent ingénieré présentant une variation plate de la vitesse de groupe typique (zone grise: indice de groupe  $n_g \sim 40$  sur  $\sim 10$ nm). (b) Comparaison des structures de bandes d'un guide à cristal photonique standard WI, et d'un guide à ingénierie de dispersion (DE) comme présenté en (a). Les pics rouges à droite illustrent comment un peigne de fréquences tour à tour irrégulier ou équidistant peut être obtenu pour une cavité linéique créée en ajoutant des miroirs de part et d'autre du guide WI ou du guide DE, respectivement.

Une étude théorique a validé les potentialités de cette approche pour la génération d'impulsions optiques [325]. Dans le cadre de la thèse de Malik Kemiche, un travail d'optimisation du design de la cavité a permis de définir les paramètres clés du composant (épaisseur de la membrane, période et facteur de remplissage, décalage des trous...) permettant d'atteindre les performances requises en termes de signal impulsif associé au peigne de modes généré [326]. En particulier, des géométries exploitant des membranes actives en semiconducteur III-V encapsulées par de la silice pour éviter un échauffement des lasers, ont été optimisées, montrant la possibilité de générer, à priori, des impulsions sub-picosecondes (avec une fréquence de répétition de 180GHz) en exploitant une dizaine de mode répartis régulièrement sur la bande linéaire à vitesse de groupe faible et constante sur 11nm. Le facteur de qualité ( $>10,000$ ) des modes associés devrait être suffisant pour sous-tendre un régime d'émission stimulée. L'utilisation d'un fort indice de groupe ( $\sim 28$ ) permet dans cet

exemple de réduire la longueur de cavité (seulement  $30\mu\text{m}$ ) de presque un facteur 10 par rapport à des approches standards utilisant un guide réfractif conventionnel. L'utilisation de modes lents permet donc de relaxer les contraintes usuelles liant étroitement la taille du composant et la qualité (puissance pic, taux de répétition) du signal optique impulsionnel.

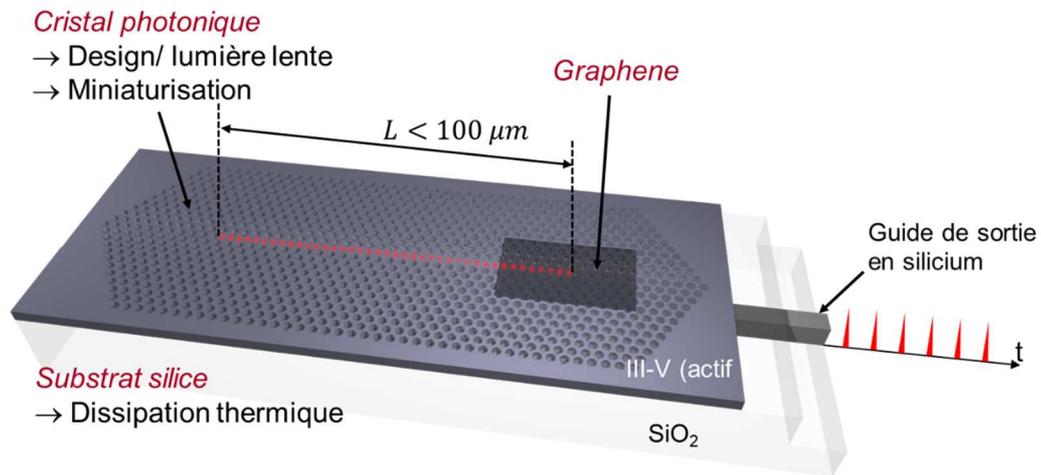


Figure VI.8 : Schéma de l'architecture visée dans la thèse de Malik Kemiche à l'INL pour la réalisation d'un microlaser pulsé intégré. Adapté du manuscrit de thèse de M. Kemiche.

### III. Conclusion

En conclusion de cette partie perspective, un certain nombre de mes travaux de recherche sur l'optique nonlinéaire sur puce et la forte collaboration historique entretenue entre l'INL et le CEA-Leti m'ont conduit à l'idée que les plateformes hybrides pourraient jouer un rôle essentiel dans cette thématique. Les techniques de collage développées pour les lasers III-V/Si permettent aujourd'hui d'envisager une panoplie beaucoup plus large de matériaux complémentaires au silicium et avec des propriétés nonlinéaires beaucoup plus attractives. Par ailleurs, l'essor des matériaux 2D avec des propriétés variées, et facilement intégrables sur silicium ouvre de nouvelles perspectives en termes de fonctionnalités et, en particulier, pour la réalisation de composants agiles. En marge de ces développements, des efforts pour miniaturiser et intégrer une source laser générant des impulsions de haute intensité vont de pair avec le déploiement de circuits compacts exploitant l'optique nonlinéaire sur puce.

# Conclusion générale

---

En définitive, l'optique nonlinéaire intégrée pourrait jouer un rôle dans les futurs réseaux de communication haut débit et les liens entre et dans les data centers à condition que la consommation énergétique de cette technologie soit réduite. Trois domaines pourraient largement en bénéficier : le traitement tout optique des données à haut débit, la commutation optique ultra-rapide à faible consommation, et le traitement de l'information par optique quantique. Des records ont déjà été atteints en termes de capacité de transmission en exploitant l'optique nonlinéaire sur puce [265]. Pour atteindre les critères de performance requis au déploiement de ces technologies (en particulier consommation en puissance faible et miniaturisation), le choix de la géométrie ou structure du composant mais aussi celui du matériau constituant des facteurs importants. Des démonstrations sur silicium ont montré qu'il était possible d'exploiter des structures à cristaux photoniques présentant des modes optiques à faible vitesse de propagation pour exalter les effets nonlinéaires des matériaux sur des bandes passantes compatibles avec des signaux optiques rapides ( $\sim 1$ THz), et réaliser ainsi des fonctions clés compactes et avec une consommation plus faible en puissance.

Au-delà de la photonique silicium, d'autres matériaux compatibles avec des plateformes intégrées (III-V grand gap, chalcogénures, silicium amorphe) pourraient s'avérer beaucoup mieux adaptés (aux longueurs d'onde télécom), laissant entrevoir l'intérêt de structures hybrides combinant les avantages du SOI (maturité de fabrication, possibilité d'utiliser les technologies CMOS) pour transporter l'information à faibles pertes sur la puce, et des matériaux complémentaires pour réaliser localement des fonctions nonlinéaires. Dans ces dernières, on peut imaginer associer des matériaux hautement nonlinéaires à des structures (modes lents, cavités) permettant de renforcer les densités de puissance localement pour exalter les effets nonlinéaires soutenant les fonctions de traitement de l'information visées. L'approche hybride permet également dans ce contexte une meilleure gestion de la dissipation thermique pour atteindre des régimes plus haut en puissance, ainsi que la possibilité d'ingénierer la dispersion pour réaliser des composants nonlinéaires efficaces. En parallèle, le développement de l'intégration de lasers III-V/Si permet d'imaginer à long terme des circuits contrôlés optiquement par un signal de pompe directement accessible sur la puce, que ce soit en continu ou en régime pulsé, les lasers à blocage de mode constituant aujourd'hui un défi technologique non indépendant du développement de circuits optiques nonlinéaires intégrés sur puce.

Dans ces approches d'intégration hybride de matériaux, l'utilisation de monofeuillets de matériaux, graphène et autres matériaux 2D, est prometteuse. Ces derniers présentent des propriétés remarquables, dont certaines sont complémentaires aux semiconducteurs usuels (forte nonlinéarité Kerr, absorption saturable, accordabilité électrique, matériau à changement de phase, ...) et ils peuvent être « facilement » intégrés, en fin de procédé de fabrication, sur des structures nanophotoniques exploitant des filières technologiques (silicium, nitrure de silicium ou autres) ayant fait leurs preuves pour l'optique intégrée. La complémentarité entre les propriétés nouvelles offertes par ces matériaux exotiques ultra-fins, et la maturité des filières classiques pour la nanophotonique permet d'envisager des composants très compacts où l'interaction lumière-matière dans ces

matériaux bidimensionnels est renforcée. Une des propriétés particulièrement intéressante de ces nouveaux matériaux est l'accordabilité de leur réponse (par voie électrostatique ou optique pour le graphène par exemple), ce qui permet d'envisager la réalisation de composants photoniques agiles et des fonctions commutables rapidement.

Au-delà des applications datacoms et traitement tout optique de l'information longuement évoquées dans ce manuscrit, l'optique nonlinéaire permet également la génération de sources de lumière ultra-large bande. Des supercontinuum sont obtenus en élargissant à l'extrême le spectre d'une source laser impulsionnelle par effet Kerr. Des démonstrations record sur plus d'une octave de largeur spectrale ont été réalisées dans des fibres optiques mais aussi dans des guides dont la dispersion est ingénierée avec soin. Ce type de sources large bande est déjà commercialisé (approche fibrée) mais la compacité (et stabilité) accrue des structures sur puce dont la dispersion peut être mieux contrôlée ainsi que la possibilité de les intégrer avec d'autres fonctions font de l'optique intégrée une approche pertinente pour ces applications. La réalisation de microrésonateurs à fort facteur de qualité combinés à des matériaux nonlinéaires a également donné lieu à la génération de peignes de fréquences par mélange à quatre onde cascadié. Ici encore, le contrôle de la dispersion est crucial, mais la réduction des pertes représente un enjeu supplémentaire pour abaisser la puissance seuil du laser de pompe nécessaire à l'excitation du peigne. La génération de peignes de fréquences en optique intégrée et la création de règles de mesures absolues (par auto-référencement si le peigne s'étend sur plus d'une octave) a créé un champ de recherche en pleine effervescence ces dernières années, tant sur le plan expérimental que théorique, la physique des phénomènes sous-jacents pour garantir un peigne cohérent par génération de solitons s'avérant extrêmement riche et complexe.

Un autre domaine d'application de l'optique nonlinéaire sur puce brièvement évoqué dans ce manuscrit est la réalisation de circuits intégrés pour l'optique quantique. Des processus de conversion de longueur d'onde spontanés offrent la possibilité de générer des paires de photons corrélés, pouvant alimenter un circuit capable de faire des opérations quantiques. La nanophotonique, en particulier la réalisation de résonateurs optiques à fort facteur de qualité et de structures hautement nonlinéaires sont pertinents pour augmenter la brillance de ces sources, et réduire la puissance nécessaire pour les alimenter, à un niveau compatible avec des diodes laser commerciales compactes [327]. Dans ce contexte, la photonique silicium pourrait permettre de réaliser des circuits d'optique quantique intégrant une haute densité de composants et tirant profit des économies d'échelle associées aux infrastructures et technologies développées pour le secteur de la microélectronique.

Au-delà des travaux présentés dans le proche IR, une ramification intéressante de l'optique nonlinéaire sur puce motivée par un grand nombre d'applications défense et surveillance de l'environnement est la réalisation de ces sources large bande dans le moyen IR (i.e. émettant entre 2 et 10  $\mu\text{m}$ ). La réalisation de ces sources à partir de puces photoniques compactes pourrait ouvrir la voie à la réalisation de systèmes « lab-on-a-chip » fonctionnant dans une fenêtre spectrale où la plupart des composés chimiques et biologiques ont une empreinte spectrale forte et identifiante. Si ce types de sources nonlinéaires large bande nécessite actuellement un pompage optique avec des lasers impulsionnels puissants, des efforts sont réalisés pour relaxer les

contraintes en excitation (durée et puissance pic des impulsions de pompe) en ingénierant la géométrie/matériau constituant la structure. On pourrait également à terme envisager l'intégration d'un laser QCL avec une source nonlinéaire de type peigne de fréquences pour se rapprocher d'une solution technologique globalement compacte. Ceci est justement l'objectif du projet ANR MIRSICOMB dans lequel je suis impliquée.

Notons que l'ingénierie de la dispersion et la possibilité de la contrôler le long des structures guidantes offrent également des leviers intéressants pour la réalisation et l'efficacité d'un grand nombre de composants nonlinéaires. Le jeu de compensation entre nonlinéarité et dispersion mettent en évidence des phénomènes intrigants [328] (par exemple la création de miroirs mobiles relativistes) qui trouvent leur parallèle dans la physique [329]. La génération d'effets nonlinéaires en nanophotonique permet également d'explorer des phénomènes physiques [330] qui resteraient autrement inaccessibles en les rendant compatibles avec des lasers de puissance modérée. L'élaboration de structures nanophotoniques avec des fonctionnalités variées et des concepts nouveaux (BICs, photonique topologique, ...) continue d'ouvrir des perspectives à l'optique nonlinéaire, et multiplie les opportunités en termes d'applications (optique reconfigurable...). L'intérêt de l'optique nonlinéaire dépasse ainsi largement les applications en traitement du signal ou datacoms, mais ouvre également un large champ de science qui rejoint des problématiques physiques extrêmement riches.

Les approches développées en nanophotonique pourraient permettre la réalisation de fonctions compactes et agiles en lien avec l'espace libre et intéresser par exemple le domaine des lidars ou des voitures autonomes. Les travaux issus des cristaux photoniques et métamatériaux, ont débouché sur un nouveau champ d'investigation, les métasurfaces, où la structuration à l'échelle sub-longueur d'onde d'une couche fine de matériau diélectrique (ou initialement métallique) permet de modifier drastiquement l'amplitude et/ ou la phase d'un faisceau transmis ou réfléchi sur ces surfaces. La combinaison de l'optique nonlinéaire (ou de matériaux aux propriétés accordables comme le graphène) avec ces objets pourrait permettre la réalisation d'une génération de composants agiles et dynamiques pour la manipulation ou redirection de faisceaux de manière rapide (~GHz) et dans des structures compactes.

Enfin, en marge des matériaux III-V à grand gap, ou matériaux 2D plus en vogue actuellement, d'autres approches sont constamment explorées pour l'optique nonlinéaire sur puce : les nitrures à grand gap (AlN), les verres haut indice spécifiquement ingénierés pour optimiser leurs propriétés nonlinéaires (Si<sub>7</sub>N<sub>3</sub>), les chalcogénures, les oxydes (TiO<sub>2</sub>), le SiC et le diamant qui possède une conductivité thermique presque 20 fois supérieure à celle du silicium et a permis de générer des peignes de fréquences. La gestion des aspects thermiques, en optimisant le choix des matériaux en plus de la géométrie des composants, constitue un point clé pour exploiter des régimes hautement nonlinéaires excités à partir de puissances importantes. Enfin, des matériaux plus prospectifs présentant des propriétés exotiques (comme l'ITO dans sa région « epsilon near zero » [331]) sont également explorés pour l'optique nonlinéaire. La science des matériaux est ainsi constamment sollicitée pour ouvrir de nouvelles voies qui sont testées en espérant trouver le matériau « idéal » à l'optique nonlinéaire intégrée. La question reste ouverte et les enjeux de taille.



# Cours/ pédagogie

---

## I. Activités au sein du département d'enseignement de physique

Je fais partie du département STMS (Sciences et Technologies des Matériaux et des Surfaces) de l'Ecole Centrale de Lyon, et effectue à ce titre ma charge d'enseignement, en tant que Maître de Conférences, dans des unités de tronc commun (L, M1) ou d'option (M2) du cursus des élèves ingénieurs de l'ECL.

### I.1 Tronc commun/ Approfondissement Physique et Chimie de la Matière (PCM)

Je contribue activement depuis 2010 aux activités d'enseignement du tronc commun de Physique/Chimie de la matière (PCM) en participant chaque année à l'encadrement des TDs et des TPs de ce cours. Ce cours a évolué ces dernières années avec la multiplication du nombre de cours/TDs (6 aujourd'hui, pour lesquels nous intervenons, plusieurs enseignants en parallèle) qui se substituent aux enseignements sous forme de cours magistraux pour aborder certains points du programme à effectif réduit (~24) et de manière plus interactive. Dans le cadre de cette UE, j'ai également mis en place, avec M. Drouard, un nouveau TP qui permet aux étudiants de se familiariser avec les fibres optiques et d'illustrer le fonctionnement de ces technologies à partir de la mesure de leurs caractéristiques principales (pertes, ouverture numérique, aspect monomode/ multimode), ainsi que les applications (capteurs notamment) permises par cette technologie. Ces bancs sont assez robustes car destinés à la formation d'une grande majorité des étudiants de l'ECL (~24 séances de 4h à chaque semestre, avec 4 étudiants par séance sur ce banc). Je suis le référent de ce TP, assure la formation des nouveaux intervenants, et ai rédigé l'énoncé associé incluant les rappels des notions fondamentales sur les fibres optiques.

#### **Responsabilité du cours d'approfondissement "Physique des semiconducteurs et des diélectriques" (Niveau L, 25 étudiants, S7, total du cours : 8 cours/ 8 TDs/ 2 BE)**

Je suis également impliquée depuis 2010 dans l'enseignement d'un cours d'approfondissement au S7 "Physique des semiconducteurs et des diélectriques" avec M. Bertrand Vilquin. J'ai repris la coordination de ce module d'approfondissement depuis 2013 dans lequel je dispense aujourd'hui 6 cours sur 8 (propriétés des semiconducteurs, applications optoélectroniques...) ainsi que la moitié des TDs associés (4/8). Je coordonne la préparation et la correction de l'examen, et participe à la réflexion sur l'évolution de ce cours. Avec M. Vilquin, nous avons mis en place un système d'évaluation des connaissances complémentaire de l'examen final, qui prend la forme d'un travail de synthèse effectué par groupes de 5 étudiants, suivi d'un exposé sur un exemple d'application des semi-conducteurs. Ce travail en autonomie, apprécié des étudiants, leur permet d'approfondir une technologie particulière, issue de la physique des semiconducteurs, aspect particulièrement intéressant pour leur formation d'ingénieur. La séance de restitution est l'occasion pour les étudiants de présenter la synthèse de ces recherches personnelles devant l'ensemble des étudiants, et de se confronter à leurs questions. Elle offre un panorama varié sur les technologies émergentes et leurs applications qui apportent un complément pertinent au cours ainsi qu'une ouverture plus prospective. Depuis 2 ans, je dédie également

une séance de travaux dirigés à la correction de l'examen proposé l'année précédente. Cela permet également aux étudiants de clarifier le format attendu pour le contrôle de connaissances, tout en leur permettant de réviser les différentes notions abordées au travers du cours en les confrontant à des exercices de synthèse type qui peuvent être posés lors de l'examen. Cette séance est très vivante et les étudiants particulièrement impliqués, posent beaucoup de questions, tout en se mettant en situation d'examen.

## **I.2 Enseignement de troisième année à l'École Centrale de Lyon - Option BIN**

Je suis impliquée dans l'enseignement de l'option Bio-ingénierie et Nanotechnologies (BIN) en 3ème année (niveau M2). J'interviens dans l'unité d'enseignement de photonique coordonné par Mr Drouard et dans celui de Physique pour les Technologies de l'information coordonné par Mme Callard. J'assure à ce titre plusieurs cours avancés sur l'optique nonlinéaire (4h cours + 4h de BE) et l'électro-optique (2h), qui sont proches de mon domaine de recherche et suis impliquée dans la préparation et correction des examens associés.

Pour illustrer ces cours, j'ai également participé au montage et à l'encadrement de travaux pratiques avancés et accessibles aux étudiants de M2: j'ai par exemple conçu un TP autour des microlasers qui utilise pour la moitié de la séance un banc de caractérisation par photoluminescence de l'équipe Nanophotonique de l'INL afin de tester un microlaser fabriqué en salle blanche. La seconde partie est focalisée sur un travail de conception de la cavité à l'aide d'un logiciel de simulation pour lequel je coordonne l'achat et mise à jour des licences nécessaires. J'ai également contribué avec M. Drouard au montage d'un nouveau banc de travaux pratiques sur un amplificateur à fibre dopé erbium, pour illustrer une application supplémentaire des fibres optiques qui représente un aspect important des technologies Télécoms sous-tendant le réseau internet. J'ai également participé à la jouvence d'un banc illustrant les capacités de transmission et codage de l'information via la lumière par modulation électro-optique.

Enfin, j'anime, dans le cadre des activités pratiques de l'option BIN, un atelier proposé aux élèves ingénieur de 3ème année sur les couches minces. Assez complet, cet atelier vise une dizaine d'étudiants, qui sont ainsi familiarisés à des activités de simulation, de dépôt et de caractérisation de couches minces (ellipsométrie, réflectométrie) pour des applications antireflets, qui constituent un enjeu important pour le photovoltaïque par exemple. Cette activité offre également aux étudiants un contact avec des équipements de la salle-blanche de l'INL. Enfin, cet atelier montre aux étudiants l'importance d'une démarche de « rebouclage » dans un processus de réalisation, qui part de la conception d'un empilement de matériaux à sa fabrication et caractérisation, avant d'utiliser ces mesures, montrant des performances plus ou moins proches de la structure visée, pour relancer éventuellement un nouveau cycle conception/fabrication après optimisation et prise en compte des propriétés des matériaux effectivement déposés par les équipements disponibles.

### **I.3 Enseignement niveau M2 dans le cadre du Master NSE**

#### **Implication dans le module Photonique et Bio-photonique au sein du master Nanoscale Engineering (NSE) depuis 2010 (Niveau M2, ~20 étudiants chaque année)**

Lors de mon arrivée en septembre 2010, une nouvelle formation en 2 ans niveau master et labellisée par l'Université de Lyon a été mise en place. J'ai été, dès le lancement, impliquée dans l'un des modules de ce master et créé à ce titre 5 nouveaux cours (10h), dispensés en anglais, portant sur les propriétés optiques des matériaux, les microlasers, l'optofluidique et l'optique nonlinéaire. J'étais l'intervenant principal de ce cours enseigné avec 4 autres collègues qui donnaient 2 cours chacun. J'ai créé et animé, pendant cette période, l'un des deux TPs associés à ce module. Ce TP permettait aux étudiants internationaux du master, souvent peu habitués à des travaux expérimentaux, de caractériser un microlaser sur un banc optique de l'équipe photonique à l'INL. Ce TP, en illustration directe du cours, était bien perçu par les étudiants. J'ai activement contribué à la préparation, organisation et correction de l'examen associé.

J'ai été ensuite impliquée dans la refonte du programme de ce master NSE en 2016, concernant, en particulier, l'UE photonique et biophotonique. Nous avons proposé un nouveau contenu et un volume de cours augmenté, faisant de ce module une UE majeure du master et incluant une extension vers de nouvelles applications en photonique (par ex photovoltaïque). Ma contribution reste importante dans ce module : je continue d'enseigner 4 cours de 2h, et ai créé de nouvelles activités (séance d'exercices) permettant aux étudiants d'approfondir et illustrer certains aspects de mes cours, concernant par exemple le design et fonctionnement de microlasers ou de structures à base de cristaux photoniques. La mise en place d'un examen intermédiaire nous permet également de tester l'acquisition des notions clés du cours, tout en instaurant un échange avec les étudiants à l'occasion d'une correction en groupe effectuée à la suite de cette interrogation.

Enfin, nous avons mis en place, avec mes collègues M. Drouard et M. Seassal (responsable du cours jusqu'en 2018), un mode d'évaluation complémentaire de l'examen final, qui prend la forme d'une synthèse/lecture commentée d'articles scientifiques. Ce devoir en binôme permet aux étudiants de se familiariser avec la lecture et structure de publications scientifiques, tout en approfondissant l'un des divers sujets et notions introduits dans l'UE. Les étudiants présentent leur synthèse lors d'une séance de restitution finale que j'anime avec mes collègues. Ce travail en autonomie est essentiel pour préparer la formation par la recherche (doctorat) que la plupart des étudiants de ce master poursuivent à la fin de leur cursus, ainsi que former leur esprit de synthèse et développer leurs qualités d'orateur, qui, pour certains étudiants étrangers recrutés dans ce programme, ont parfois été moins sollicitées que les pour les étudiants français dans leur cursus antérieur. Je reprends la responsabilité de ce cours en septembre 2018 et augmente mon implication avec la reprise de deux cours supplémentaires.

*Tableau récapitulatif du nombre d'heures d'enseignement*

Typiquement depuis 2013 (après mise en délégation IUF ↔ décharge de 128h)

Formation	Niveau	Type de formation	Présentiel/ à distance	Nature/ Nb séances	Effectif	Volume (heures)
Module Approfondissement S7 - Physique des semiconducteurs	L	Formation initiale ECL	Présentiel	Cours (×6)	25	9
	L	Formation initiale ECL	Présentiel	TD (×4)	25	8
	L	Formation initiale ECL	Présentiel	BE (×2)	25	6
Tronc commun – Physique Chimie de la matière (PCM)	L	Formation initiale ECL	présentiel	TD (×22)	25	44
	L	Formation initiale ECL	présentiel	TP (×6)	12	24
Master Nanoscale Engineering (Cours photonique/ Biophotonique)	M	Formation initiale NSE	présentiel	Cours (×4)	25	8
	M	Formation initiale NSE	présentiel	TD (×1)	25	3
		Formation initiale NSE	présentiel	TP (×1)	4	4
Cours S9 Nanophotonique et Photonique pour les technologies de l'information	M	Formation initiale ECL	Présentiel	Cours (×3)	15	6
	M	Formation initiale ECL	Présentiel	BE ONL (×1)	15	4
	M	Formation initiale ECL	Présentiel	TP (×2)	6	8
Cours S9 option BIN	M	Formation initiale ECL	Présentiel	Atelier 3A Couches minces (×3)	9	10
Cours méthodes optiques S8	M	Formation initiale ECL	Présentiel	TD (×1)	25	3
	L,M	Formation initiale ECL	Présentiel	Tutorat	3	6
					Total	~129 ETD

## II. Autres activités d'enseignement antérieures à 2010

J'ai eu également au cours de ma carrière précédant mon recrutement à l'ECL, une forte implication dans des activités d'enseignement, qui m'ont permis de développer un goût pour cette discipline, et de comparer différentes techniques pédagogiques dans les différents établissements où j'ai pu exercer.

J'ai ainsi contribué au Master de photonique et sciences optiques créé à l'Université de Sydney en 2010, en donnant des cours magistraux sur les structures à cristaux photoniques. Pendant cette même période, j'ai coordonné un cours de Physique du solide et des composants à une soixantaine d'étudiants ingénieurs de 2<sup>ème</sup> année à l'Ecole de Physique/ Université de Sydney. Ce cours que j'ai dispensé pendant un trimestre en 2009 puis en 2010, de manière volontaire, m'a permis de découvrir d'autres techniques d'enseignement ou de pédagogie. Ainsi, je ponctuais tous mes cours magistraux d'expériences effectuées en séance devant les étudiants pour illustrer divers points introduits pendant le cours. J'ai trouvé ce type d'intervention pertinent pour casser la monotonie et le rythme de cours autrement purement théoriques, et l'université de Sydney (l'école de physique en particulier) disposait, à ce titre, d'un parc assez fourni de bancs expérimentaux auquel nous avions accès et que nous pouvions sélectionner lors du cours de notre choix pour illustrer certaines notions abordées pendant la séance. J'essayais également de terminer chaque cours par des questions posées, qui me permettaient, la fois suivante, d'insister à nouveau sur les notions importantes vues précédemment, en essayant d'impliquer les étudiants, à l'oral, sur la manière de résoudre l'exercice posé. Enfin, dans le cadre de ce cours, une partie de la note reposait sur un poster que les étudiants devaient réaliser par binôme et présenter au cours d'une séance « poster » assez interactive, chaque poster analysant et expliquant un exemple d'application des semiconducteurs. Ce cours m'a beaucoup aidé pour intervenir dans le cours de physique des semiconducteurs dispensé à l'ECL, et j'y ai trouvé un grand nombre d'initiatives intéressantes (mise à disposition de bancs expérimentaux par exemple). Enfin, une grande différence à l'Université de Sydney, était le fort accent mis sur l'évaluation systématique et anonyme des cours par les étudiants, en partie encouragée par les frais de scolarité importants.

J'ai également été impliquée dans l'enseignement dispensé aux étudiants de l'EPFL (à Lausanne) entre 2004 et 2005. J'intervenais pour encadrer des Travaux Pratiques, mais également des séances de Travaux Dirigés. Ces sessions d'exercices, proposées en amphithéâtre, étaient de véritables séances d'autonomie pour les étudiants, qui travaillaient de manière sérieuse à leur résolution, après que l'on ait développé la correction d'un des exercices proposés au tableau (nous étions en général plusieurs enseignants dans la même salle contenant une soixantaine d'étudiants). Je passais le reste de la séance à répondre aux diverses questions des étudiants ou à leur donner éventuellement des pistes pour les aider à avancer dans la résolution des problèmes. Au cours de ces séances d'exercices, l'attitude des étudiants me semblait très mature et ils se montraient beaucoup plus impliqués que dans les séances de TDs traditionnelles en France et en particulier à l'ECL. Le fait de ramasser les copies en fin de séance, et l'absence de corrigés systématiques, contribuaient probablement à cet état de fait.

Ces deux expériences différentes montrent que même dans le cadre d'un enseignement classique, diverses initiatives peuvent rendre un cours ou une séance d'exercices plus vivants. L'évolution du cours de PCM offre d'ailleurs un certain nombre de séances dites d'autonomie où un enseignant est présent pour répondre à des questions éventuelles, tandis que des plateformes modernes (didactest) d'exercices sont proposées en ligne pour encourager l'auto-évaluation par les étudiants et leur permettre de vérifier l'acquisition des notions les plus importantes. Notons également que, dans le même esprit de rendre les cours plus vivants, plusieurs cours de physique magistraux, dispensés initialement en amphithéâtre, ont été récemment transformés en cours/ TD, où un enseignant (dont je fais partie) intervient devant un groupe plus réduit (typiquement 24). Cette séance comporte une brève introduction des notions essentielles (mécanique quantique, propriétés des matériaux, fonctionnement d'un laser) suivie d'exercices d'application, qui sont parfois ramassés, ce qui a pour objet de mobiliser davantage les étudiants, plus actifs. Cette formule est bien perçue par les étudiants.

### **III. Activités de vulgarisation/ diffusion du savoir**

Enfin une activité essentielle et complémentaire au métier d'enseignant chercheur concerne la vulgarisation et diffusion du savoir. J'ai eu à ce titre quelques actions, même si, faute de temps, elles restent peu nombreuses. Par exemple, j'ai participé à la rédaction en 2017 d'un article de revue pour le magazine Photoniques édité par la Société Française d'Optique donnant un panorama sur les applications du graphène en optoélectronique et photonique intégrée dans le dossier « Matériaux innovants pour les technologies du futur » du numéro d'août 2017 : T. Wood, M. Kemiche, J. Lhuillier, S. Callard, C. Monat, « LE GRAPHÈNE : à nos crayons pour redessiner le paysage de l'optoélectronique ». J'ai donné une interview téléphonique pour la rédaction d'un article dans « Enviscope le quotidien de l'environnement, de l'innovation, et de l'éco-entreprise » suite à la médaille de Bronze du CNRS en 2016. Cet article a été publié en ligne le 17 avril 2017 « Christelle Monat Centrale Lyon : la photonique plus économe en énergie que l'électronique ». J'ai co-organisé (avec C. Grillet et D. Allieux) un cycle de conférences pour l'Année de la lumière intitulé « la lumière dans tous ses états » en octobre 2015 à l'Ecole Centrale de Lyon. Cinq orateurs de stature internationale sont venus parler des applications de la lumière dans différents domaines : en optique quantique, en astrophysique, dans le domaine des arts et pour les grandes instrumentations. Chacune de ces présentations grand public, destinées à sensibiliser les gens sur l'utilisation de la lumière dans notre monde moderne, ont attiré plus de 150 participants incluant des étudiants de 2<sup>ème</sup> et 3<sup>ème</sup> cycle, et des personnes hors du milieu scientifique. Liste des orateurs invités : Philippe Grangier « Chat de Schrödinger, paradoxe EPR et et incertitude quantique », Roland Bacon « Lumière sur l'Atacama, à la recherche des lointaines galaxies avec MUSE », Aurélien Barrau « La lumière pour sonder l'univers », Mathieu Hébert « l'art de sculpter la lumière par la matière », Pierre Viktorovitch « les nanotechnologies de la lumière ».

# Implication dans d'autres activités

---

## I. Implication dans les activités collectives de l'école centrale de Lyon :

J'ai été impliquée depuis mon arrivée à l'Ecole Centrale de Lyon dans différents comités ou conseils, et ai mené un certain nombre d'activités qui m'ont permis d'avoir des interactions avec des membres du personnel en dehors de mon équipe d'enseignement et de recherche ainsi qu'avec des étudiants ayant des profils assez différents. Ces différentes actions m'ont permis d'élargir ma vision et connaissance de l'école, au-delà de celle que j'avais pu acquérir en tant qu'étudiante ou même doctorante avant 2003. De manière plus générale, mon implication me permet d'avoir aujourd'hui un panorama plus large, même s'il reste partiel, du fonctionnement d'une institution de formation universitaire.

J'ai été membre élu (représentant des rangs B chercheurs/ enseignant-chercheurs) du **conseil de département STMS** (sciences et technologies des matériaux et surfaces) de l'Ecole centrale de Lyon entre juillet 2014 et 2018, et ai participé, à ce titre, 4 fois par an, aux réunions impliquant des acteurs (enseignants et personnel technique) des modules d'enseignement de tronc commun IDM (Ingénierie des Matériaux) et PCM (Physique et Chimie de la matière). Nous y discutons de l'évolution de certains outils pédagogiques, la répartition des budgets d'enseignement pour le montage de nouveaux travaux pratiques ou leur évolution, les demandes de professeurs invités, et les demandes d'ATER, au niveau du département. Ces discussions sont intéressantes car elles dépassent les frontières classiques du laboratoire, avec un découpage du département qui implique simultanément des personnels de l'INL, mais aussi du LTDS (Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes), un deuxième grand laboratoire de l'ECL, axé plutôt mécanique et matériaux.

J'ai été membre d'un comité de sélection en 2014 pour le recrutement d'un maître de conférences en section 63 (4032/0062) avec enseignement en EEA et recherche dans l'équipe nanophotonique de l'INL. J'ai également été membre d'un comité de sélection pour le recrutement d'un ATER en 2016 entre PCM et IDM.

Depuis 2016, je suis membre de la **commission d'échanges internationaux** (CEU) de l'ECL, présidée par la directrice des relations internationales, qui étudie annuellement les demandes de départ des étudiants centraliens en 3<sup>ème</sup> année vers des universités étrangères. Cette commission réunit une vingtaine d'enseignants de toutes les thématiques, et j'interviens surtout pour évaluer les demandes de départ vers l'Australie ou les pays d'Europe du Nord (DTU, KTH). Cette commission discute et donne un avis sur les dossiers d'étudiants désirant acquérir une expérience internationale universitaire, ainsi que des étudiants étrangers désirant suivre le cursus ECL pendant un ou plusieurs semestres.

Je suis membre élue (représentant des rangs B Chercheurs/ enseignants-chercheurs) du **Conseil Scientifique** (CS) de l'ECL depuis juin 2017. Cette instance, présidée par le directeur de l'ECL et le directeur de la recherche, est le siège de discussions scientifiques sur la stratégie de recherche à l'ECL et gère un budget

de fonctionnement annuel. En particulier, elle décide de l'allocation de certains financements pour des projets de recherche, ou le soutien à l'organisation de conférences et workshops. Elle étudie également les demandes de professeurs invités au niveau de l'école, la composition des comités de sélection pour le recrutement de professeurs et maîtres de conférences et décide de l'attribution annuelle des primes PEDR aux personnels de l'ECL. Enfin, à l'occasion des réunions du CS, nous avons l'occasion d'assister à des retours faits par les chercheurs ayant bénéficié du soutien financier de l'ECL pour leur projet de recherche, ce qui offre un panorama intéressant des activités de recherche très diversifiées conduites à l'ECL.

Parmi d'autres fonctions, j'ai également servi dans le jury de tronc commun (en tant que secrétaire) de 2011 à 2013 puis dans le jury de Parcours Electif de 2013 à 2016. A ce titre, nous avons étudié, au niveau du bureau, les dossiers d'étudiants en difficulté en amont, pour préparer les réunions plénières du jury, organisé les entretiens individuels avec les étudiants mis à mal dans leur scolarité, et avons pris des décisions collégiales pour les solutions à appliquer à chaque cas particulier.

Je terminerai par mon implication dans les activités de tutorat, qui me donne (comme à tous les enseignants de l'ECL) l'occasion d'avoir des échanges personnalisés avec des étudiants centraliens (3 étudiants par promotion que nous rencontrons 3 fois par an). Ces échanges sont enrichissants car ils permettent d'avoir une vision, du point de vue étudiant, extrêmement pointue et rafraichissante sur leur perception de leur scolarité à l'ECL. La diversité des parcours et des étudiants à Centrale (S8 à l'étranger, double diplôme, césure, étudiants cursus architecture, étudiants de l'Ecole de Management EM Lyon, admis sur titre...) permet d'avoir un aperçu assez instructif du vécu individuel de ces étudiants, et par ce biais, des différentes facettes de l'école et de ses locataires. Ces étudiants ont des profils très différents, et sont souvent curieux et désireux de partager leurs impressions sur leur expérience à l'ECL. Les suivre au cours de leur scolarité permet aussi de voir comment ils développent leur projet professionnel, plus ou moins décidé (plutôt moins que plus) dès leur entrée dans l'Ecole, et les choix qu'ils font avant d'entamer leur carrière. La mobilité des étudiants à l'étranger rendue obligatoire, et la généralisation de la césure, enrichit leurs parcours par des expériences multiples, dont ils retirent beaucoup pour la maturation de leur projet et leur future carrière d'ingénieurs.

## **II. Implication à l'extérieur/ activités éditoriales**

En dehors de mon implication en recherche et enseignement à l'Ecole Centrale de Lyon et à l'INL, j'ai participé à un certain nombre d'activités à l'extérieur, en tant qu'expert par exemple, me permettant d'élargir mes compétences, et mes connaissances en me confrontant à d'autres cercles de chercheurs.

J'ai ainsi réalisé un certain nombre d'activité d'expertise. J'ai été membre scientifique de l'OMNT entre 2011 et 2017. L'OMNT était un organisme de veille français, créé par le CNRS et le CEA, qui a été dissout en 2017. Dans ce cadre, j'ai servi d'expert dans le groupe dédié aux « Matériaux et Composants pour l'optique ». Ma contribution consistait à rédiger des résumés d'articles scientifiques que je trouvais intéressants dans les documents de veille trimestriels et pour la synthèse annuelle diffusés par l'OMNT. Ce travail était ponctué de

quatre réunions par an pour regrouper une dizaine d'experts amenés à interagir librement sur les différents articles présentés. En dehors des documents produits par le groupe, ces échanges avec les autres experts français de différents domaines étaient extrêmement riches.

De manière assez classique, je suis régulièrement invitée à référer des publications dans des journaux d'optique et physique (Optica, Nature Photonics, Nature Communications, Scientific Report, Applied Physics Letters, Optics Express etc...). Mon implication dans des activités éditoriales a connu un tournant lorsque je suis devenue éditeur associée d'APL Photonics, nouveau journal en open access qui a été créé fin 2015 par AIP Publishing. Je suis l'un des 7 éditeurs associés du journal (travaillant sous la coordination de l'éditeur en chef). Notre groupe d'éditeurs offre un panel pluridisciplinaire et très international : nous sommes impliqués dans des domaines variés de la photonique (fibres, capteurs, telecoms, nanophotonique...) et sommes issus de différents pays/ continents (Asie, Australie, Europe, USA). Le fait d'avoir été impliquée depuis le lancement du journal en septembre 2015, est également formateur par rapport au fait d'assumer un rôle d'éditeur dans un journal déjà reconnu. Outre la gestion des articles et leur relecture par des pairs, je participe au développement du journal et à la stratégie éditoriale, via l'envoi d'invitations à publication, au travers de réunions organisées par la maison mère (1/an aux USA), et des propositions de lancement de numéros spéciaux etc...



# Annexe 1 - Projets

Au cours des dix dernières années, j’ai été impliquée, en Australie et en France, dans la rédaction, le dépôt et la coordination de plusieurs projets de recherche, qui m’ont permis de mener à bien les activités présentées dans ce manuscrit. Ces projets et leurs détails sont listés dans le tableau ci-dessous.

Nom du projet	Mon rôle	Organisme financeur	Etablissement hôte	Montant	Dates (durée)
<i>GRAPHICS</i> “GRaphene nonlinear PHotonic Integrated CircuitS” (N°648546)	Responsable scientifique/ coordinateur	European Research Council (ERC), consolidator grant H2020	Ecole Centrale de Lyon (mono-bénéficiaire)	€1,957,000	Sept. 2015- Sept. 2020 (5 ans)
<i>Puces photoniques hybrides: Au delà de la photonique silicium pour le traitement tout optique de l’information</i>	Responsable scientifique	Institut Universitaire de France (IUF) dont je suis membre junior	Ecole Centrale de Lyon (mono-bénéficiaire)	€75,000	Sept.2013 - Sept. 2018 (5 ans)
<i>ALLOPTICS (ALL-OPTical signal processing on-Chip in hybrid III-V/ Si integrated platforms)</i>	Responsable scientifique	Bourse Européenne Marie-Curie (Career Integration Grant) FP7	Ecole Centrale de Lyon (mono-bénéficiaire)	€100,000	2012–2016 (4 ans)
“Slow light in nonlinear photonic crystals: less haste, more speed” DP0773984	Responsable scientifique, bénéficiaire d’une bourse APD (mon salaire sur 3 ans)	Australian Research Council (ARC, centre de recherche national en Australie)	CUDOS, University of Sydney, Australie	A\$231,000	Mai 2007 – Avril 2009 (3 ans)
<i>MIRSiCOMB</i> “nonlinear SiGe-based integrated Mid-IR frequency COMB”	Contribution scientifique	ANR, projet collaboratif, AAPG 2017-PRC funding instrument	INL, CNRS (consortium: CNRS – INL, GSMA, CEA-LETI)	€560,000	2018-2021 (4ans)
<i>PICSEL “Photonic Integrated CMOS compatible Surface- and- Edge emitting Laser (PICSEL)”</i>	Contribution scientifique	ANR, projet collaboratif	INL, CNRS partenaires: CEA-LETI, III-V Lab	€898,000	2015–2018 (3 ans)
“CMOS compatible nonlinear photonic chips for optical signal generation, processing	Collaborateur international	ARC Discovery project	Ecole Centrale de Lyon Porteur : D. Moss, RMIT, Australie.	A\$743,900	2015-2019 (4 ans)

<i>and measurement” DP150104327</i>					
<i>“Breaking the glass ceiling: SiN and doped silica glass for ultra high speed CMOS compatible optical processing and measurement chips” DP110100003</i>	Collaborateur international	ARC Discovery project 2010	Ecole Centrale de Lyon Porteur : D. Moss, Université de Sydney	A\$330,000	2011-2014 (3 ans)
<i>“Commutation optique à 100 Gb/s - collaboration avec le consortium européen SPLASH”</i>	Contribution scientifique	International Science Linkage DEST grant	CUDOS, Université de Sydney	A\$164,900	2007-2010





# Annexe 3 - Publications les plus marquantes

---

Je liste ci-après les publications les plus marquantes entre 2009 et 2018, qui sont en lien direct avec les travaux présentés dans ce manuscrit, en soulignant, le cas échéant, le(s) doctorant(s) co-encadré(s) associé(s).

1. **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**, 2944-2953 (2009).
2. 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).
3. M. Ebnali-Heidari, **C. Monat**, C. Grillet, and M. K. Moravvej-Farshi, "A proposal for enhancing four-wave mixing in slow light engineered photonic crystal waveguides and its application to optical regeneration," *Optics Express* **17**, 18340-18353 (2009).
4. **C. Monat**, B. Corcoran, D. Pudo, M. Ebnali-Heidari, C. Grillet, M. D. Pelusi, D. J. Moss, 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).
5. **C. Monat**, M. de Sterke, B. J. Eggleton, "Slow light enhanced nonlinear optics in periodic structures" *Journal of Optics* **12**, 104003 (2010)
6. 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**, 7770-7781 (2010).
7. **C. Monat**, M. Ebnali-Heidari, C. Grillet, B. Corcoran, B. J. Eggleton, T. P. White, L. O'Faolain, J. Li, and T. F. Krauss, "Four-wave mixing in slow light engineered silicon photonic crystal waveguides," *Optics Express* **18**, 22915-22927 (2010).
8. D. Pudo, B. Corcoran, **C. Monat**, M. Pelusi, D.J. Moss, B.J. Eggleton, T.P. White, L. O'Faolain, T.F. Krauss, "Investigation of slow light enhanced nonlinear transmission for all-optical regeneration in silicon photonic crystal waveguides at 10 Gbit/s" *Photonics and Nanostructures – Fundamental and Applications* **8**, 67-71 (2010)
9. **C. Monat**, C. Grillet, B. Corcoran, D. J. Moss, B. J. Eggleton, T. P. White, and T. F. Krauss, "Investigation of phase matching for third-harmonic generation in silicon slow light photonic crystal waveguides using Fourier optics," *Optics Express* **18**, 6831-6840 (2010).
10. B. Corcoran, **C. Monat**, D. Pudo, B. J. Eggleton, T. F. Krauss, D. Moss, L. O'Faolain, M. Pelusi, T. White, "Nonlinear loss dynamics in a silicon slow light photonic crystal waveguide" *Optics Letters* **35**, 1073-1075 (2010)
11. B. Corcoran, T. D. Vo, M. D. Pelusi, **C. Monat**, D. X. Xu, A. Densmore, R. B. Ma, S. Janz, D. J. Moss, and B. J. Eggleton, "Silicon nanowire based radio-frequency spectrum analyzer," *Optics Express* **18**, 20190-20200 (2010).
12. B. Corcoran, M. D. Pelusi, **C. Monat**, J. Li, L. O'Faolain, T. F. Krauss, and B. J. Eggleton, "Ultracompact 160 Gbaud all-optical demultiplexing exploiting slow light in an engineered silicon photonic crystal waveguide", *Optics Letters* **36**, 1728-1730 (2011).

13. **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**, 2818-2820 (2011)
14. C. Xiong, **C. Monat**, A. S. Clark, C. Grillet, G. D. Marshall, M. J. Steel, J. Li, L. O’Faolain, T. F. Krauss, J. G. Rarity, and B. J. Eggleton, "Slow light enhanced correlated photon pair generation in a silicon photonic crystal waveguide" *Optics Letters* **36**, 3413-3415 (2011)
15. C. L. Xiong, **C. Monat**, M. J. Collins, L. Tranchant, D. Petiteau, A. S. Clark, C. Grillet, G. D. Marshall, M. J. Steel, J. T. Li, L. O’Faolain, T. F. Krauss, B. J. Eggleton, " Characteristics of Correlated Photon Pairs Generated in Ultracompact Silicon Slow-Light Photonic Crystal Waveguides" *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **18**, 1676-1683 (2012)
16. C. Grillet, L. Carletti, **C. Monat**, P. Grosse, B. Ben Bakir, S. Menezo, J. M. Fedeli, D. J. Moss, "Amorphous silicon nanowires combining high nonlinearity, FOM and optical stability", *Optics Express* **20**, 22609 (2012)
17. **C. Monat**, C. Grillet, M. Collins, A. Clark, J. Schroeder, C. Xiong, J. Li, L. O’Faolain, T. F. Krauss, B. J. Eggleton & David J. Moss, " Integrated optical auto-correlator based on third-harmonic generation in a silicon photonic crystal waveguide", *Nature Communications* **5**, 3246 (2014).
18. L. Carletti, P. Ma, Y. Yu, B. Luther-Davies, D. Hudson, **C. Monat**, R. Orobtcchouk, S. Madden, D. J. Moss, M. Brun, S. Ortiz, P. Labeye, S. Nicoletti, and C. Grillet, "Nonlinear optical response of low loss silicon germanium waveguides in the mid-infrared," *Opt. Express* **23**, 8261–8271 (2015).
19. L. Carletti, M. Sinobad, P. Ma, Y. Yu, D. Allieux, R. Orobtcchouk, M. Brun, S. Ortiz, P. Labeye, J. M. Hartmann, S. Nicoletti, S. Madden, B. Luther- Davies, D. J. Moss, **C. Monat**, and C. Grillet, "Mid-infrared nonlinear optical response of Si-Ge waveguides with ultra-short optical pulses," *Opt. Express* **23**, 32202–32214 (2015).
20. T. Wood, M. Kemiche, J. Lhuillier, S. Callard, **C. Monat**, « LE GRAPHÈNE :à nos crayons pour redessiner le paysage de l’optoélectronique » Photonique Aout 2017.
21. M. Kemiche, J. Lhuillier, S. Callard, and **C. Monat**, "Design optimization of a compact photonic crystal microcavity based on slow light and dispersion engineering for the miniaturization of integrated mode-locked lasers", *AIP Advances* **8**, 015211 (2018)
22. H. El Dirani, M. Casale, S. Kerdiles, C. Socquet-Clerc, X. Letartre, **C. Monat**, C. Sciancalepore, "Crack-Free Silicon-Nitride-on-Insulator Nonlinear Circuits for Continuum Generation in the C -Band", *IEEE Photonics Technology Letters* **30**, 355 (2018)
23. H. El Dirani, A. Kamel, M. Casale, S. Kerdiles, **C. Monat**, X. Letartre, M. Pu, L. Katsuo Oxenløwe, K. Yvind, and C. Sciancalepore, "Annealing-free Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> frequency combs for monolithic integration with Si photonics" *Appl. Phys. Lett.* **113**, 081102 (2018)
24. M. Sinobad, **C. Monat**, B. Luther-Davies, P. Ma, S. Madden, D. J. Moss, A. Mitchell, D. Allieux, R. Orobtcchouk, S. Boutami, J.-M. Hartmann, J.-M. Fedeli, and C. Grillet, "High brightness mid-infrared octave spanning supercontinuum generation to 8.5µm in chip-based silicon-germanium waveguides," *Optica* **5**, 360 (2018)

# Références

---

- [1] Cisco Systems, “The zettabyte era”, white paper, 2016 et Cisco Systems, “The exabyte era”, white paper, Jan 2008.
- [2] M. Webb, “Smart 2020: enabling the low carbon economy in the information age” The Climate Group (2008).
- [3] S. Lambert, W. Vand Heddeghem, W. Vereecken, B. Lannoo, D. Colle, and M. Pickavet, “Worldwide electricity consumption of communication networks” *Optics Express* **20**, B513 (2012).
- [4] V. C. Coroama, L. M. Hilty, “Assessing Internet energy intensity: A review of methods and results” *Environmental Impact Assessment Review* **45**, 63 (2014).
- [5] K. Hinton, “Challenges of a sustainable information age” *Telecommunications Journal of Australia* **62**, 76.1-76.10 (2012).
- [6] K. Hinton, J. Baliga, M. Feng, R. Ayre, and R. S. Tucker, “Power consumption and energy efficiency in the internet” *IEEE Network* **25**, 6 (2011).
- [7] G. Papadimitriou et al. “Optical switching : switch fabrics, techniques and architectures” *J. Lightwave Technol.* **21**, 384 (2003).
- [8] R. S. Tucker, K. Hinton, “Energy consumption and energy density in optical and electronic signal processing” *IEEE Photonics Journal* **3**, 821 (2011).
- [9] M. M. Waldrop, “More than Moore”, *Nature* **530**, 144 (2016).
- [10] P. Franken, A. E. Hill, C. Peters, and G. Weinreich, “Generation of optical harmonics” *Physical review letters* **7**, 1 (1961).
- [11] R. W. Boyd, *Nonlinear optics* (Academic Press, 2007), third edition
- [12] Q. Lin, O. J. Painter and G. P. Agrawal, “Nonlinear optical phenomenon in silicon waveguides: modelling and applications” *Optics Express* **15**, 8 (2007).
- [13] G. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, Academic, 2007
- [14] T. M. Monro and H. Ebendorff-Heidepriem, “Progress in microstructured optical fibers” *Annu. Rev. Mater. Res.* **36**, 467 (2006).
- [15] 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 (2010).
- [16] D. Moss, R. Morandotti, A. Gaeta, and M. Lipson, “New CMOS-compatible platforms based on silicon nitride and Hydrex for nonlinear optics” *Nature Photonics* **7**, 593 (2013).
- [17] V. Mizrahi, K. W. Delong, G. I. Stegeman, M. A. Saifi, and M. J. Andrejco, “2-photon absorption as a limitation to all-optical switching” *Optics Letters* **14**, 1140 (1989).
- [18] L. H. Yin, and G. P. Agrawal, "Impact of two-photon absorption on self-phase modulation in silicon waveguides" *Optics Letters* **32**, 2031 (2007).
- [19] M. Gnan, S. Thoms, D. S. Macintyre, R. M. De La Rue, and M. Sorel, “Fabrication of low-loss photonic wires in silicon-on-insulator using Hydrogen Silsesquioxane electron-beam resist” *Electron. Lett.* **44**, 115 (2008).
- [20] T. Alasaarela, D. Korn, L. Alloatti, A. S’ayn’atjoki, A. Tervonen, R. Palmer, J. Leuthold, W. Freude, and S. Honkanen “Reduced propagation loss in silicon strip and slot waveguides coated by atomic layer deposition” *Optics Express* **19**, 11529 (2011).
- [21] J. Leuthold, C. Koos and W. Freude, “Nonlinear silicon photonics” *Nature Photonics* **4**, 535 (2010).
- [22] T. Baba, “Slow light in photonic crystals” *Nature Photonics* **2**, 465 (2008).
- [23] N. A. R. Bhat, and J. E. Sipe, “Optical pulse propagation in nonlinear photonic crystals” *Phys. Rev. E* **64**, 0566041-05660416 (2001).
- [24] C. Monat, M. de Sterke, B. J. Eggleton, “Slow light enhanced nonlinear optics in periodic structures” *Journal of Optics* **12**, 104003 (2010).
- [25] T. F. Krauss, “Slow light in photonic crystal waveguides” *Journal of Physics D-Applied Physics* **40**, 2666 (2007).
- [26] M. Santagiustina, C. G. Someda, G. Vadala, S. Combrié, A. De Rossi, “Theory of slow light enhanced four-wave mixing in photonic crystal waveguides” *Optics Express* **18**, 21018 (2010).
- [27] V. R. Almeida, Q. Xu, C. A. Barrios, and M. Lipson, “Guiding and confining light in void nanostructure” *Opt. Lett.* **29**, 1209 (2004).
- [28] Q. Xu, V. R. Almeida, R. R. Panepucci, and M. Lipson, “Experimental demonstration of guiding and confining light in nanometer-size low-refractive-index material” *Opt. Lett.* **29**, 1626 (2004).
- [29] A. Di Falco, L. O’Faolain, and T. F. Krauss, “Dispersion control and slow light in slotted photonic crystal waveguides” *Appl. Phys. Lett.* **92**, 083501 (2008).
- [30] C. Caer, X. Le Roux, V. K. Do, D. Marris-Morini, N. Izard, L. Vivien, D. Gao, and E. Cassan, “Dispersion engineering of wide slot photonic crystal waveguides by Bragg-like corrugation of the slot” *IEEE. Photonics Technology Letters* **23**, 1298 (2011).
- [31] S. Serna, P. Colman, W. Zhang, X. Le Roux, C. Caer, L. Vivien & E. Cassan, “Experimental GVD engineering in slow light slot photonic crystal waveguides” *Scientific Reports* **6**, Article number: 26956 (2016).

- 
- [32] 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 (2009).
- [33] L. Zhang, Y. Yue, Y. Xiao-Li, J. Wang, R. G. Beausoleil, and A. E. Willner, “Flat and low dispersion in highly nonlinear slot waveguides” *Opt. Express* **18**, 13187 (2010).
- [34] K. Nozaki, T. Tanabe, A. Shinya, S. Matsuo, T. Sato, H. Taniyama, and M. Notomi, “Sub-femtojoule all-optical switching using a photonic-crystal nanocavity” *Nature Photonics* **4**, 477 (2010).
- [35] T. Tanabe, M. Notomi, E. Kuramochi, A. Shinya, & H. Taniyama, “Trapping and delaying photons for one nanosecond in an ultrasmall high- $Q$  photonic crystal nanocavity” *Nature Photonics* **1**, 49 (2007).
- [36] H. Sekoguchi, Y. Takahashi, T. Asano, and S. Noda, “Photonic crystal nanocavity with a  $Q$ -factor of  $\sim 9$  million” *Opt. Express* **22**, 916 (2014).
- [37] T. Asano, Y. Ochi, Y. Takahashi, K. Kishimoto, and S. Noda “Photonic crystal nanocavity with a  $Q$  factor exceeding eleven million” *Opt. Express* **25** 1769 (2017).
- [38] K. Nozaki, T. Tanabe, A. Shinya, S. Matsuo, T. Sato, H. Taniyama and M. Notomi “Sub-femtojoule all-optical switching using a photonic-crystal nanocavity” *Nature Photonics* (2010).
- [39] T. J. Kippenberg, S.M. Spillane, and K. J. Vahala “Kerr-Nonlinearity Optical Parametric Oscillation in an Ultrahigh- $Q$  Toroid Microcavity” *Physical Review Letters* **93**, 083904 (2004).
- [40] T. Herr, K. Hartinger, J. Riemensberger, C. Y. Wang, E. Gavartin, R. Holzwarth, M. L. Gorodetsky and T. J. Kippenberg “Universal formation dynamics and noise of Kerr-frequency combs in microresonators” *Nature Photonics* **6**, 480 (2012).
- [41] M. R. E. Lamont, B. T. Kuhlmeiy, and C. M. de Sterke, “Multi-order dispersion engineering for optimal four-wave mixing” *Optics Express* **16**, 7551 (2008).
- [42] Thèse de Luca Carletti, “Photonique intégrée nonlinéaire sur plate-formes CMOS compatibles pour applications du proche au moyen infrarouge” Thèse de l’Université de Lyon délivrée par l’Ecole Centrale de Lyon, N°2015-13 (Juin 2015).
- [43] Y. K. Chembo, D. V. Strekalov, and N. Yu “Spectrum and Dynamics of Optical Frequency Combs Generated with Monolithic Whispering Gallery Mode Resonators” *Physical Review Letters* **104**, 103902 (2010).
- [44] A. C. Turner-Foster, M. A. Foster, R. Salem, A. L. Gaeta, and M. Lipson, “Frequency conversion over two-thirds of an octave in silicon nanowaveguides”, *Opt. Express* **18**, 1904 (2010).
- [45] L. Zhang, Y. Yue, R. G. Beausoleil, and A. E. Willner, “Flattened dispersion in silicon slot waveguides” *Opt. Express* **18**, 20529 (2010).
- [46] 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 (2012).
- [47] C. Bao, Y. Yan, L. Zhang, Y. Yue, N. Ahmed, A. M. Agarwal, L. C. Kimerling, J. Michel, and A. E. Willner “Increased bandwidth with flattened and low dispersion in a horizontal double-slot silicon waveguide” *J. Opt. Soc. Am. B* **32**, 26 (2015).
- [48] Y.A Vlasov, M O’Boyle, HF Hamann, SJ McNab “Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides” *Nature* **438**, 65 (2005).
- [49] 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 (2008).
- [50] L. O’Faolain, T. P. White, D. O’Brien, X. D. Yuan, M. D. Settle, and T. F. Krauss, “Dependence of extrinsic loss on group velocity in photonic crystal waveguides” *Optics Express* **15**, 13129 (2007).
- [51] C. Monat, B. Corcoran, M. Ebnali-Heidari, C. Grillet, B. J. Eggleton, T. P. White, L. O’Faolain, and T. F. Krauss, “Slow light enhancement of nonlinear effects in silicon engineered photonic crystal waveguides” *Optics Express* **17**, 2944 (2009).
- [52] J. Li, L. O’Faolain, S. A. Schulz, T. F. Krauss, “Low loss propagation in slow light photonic crystal waveguides at group indices up to 60” *Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications* **10**, 589 (2012).
- [53] S. Mazoyer, P. Lalanne, J.C. Rodier, J.P. Hugonin, M. Spasenović, L. Kuipers, D.M. Beggs, and T.F. Krauss, “Statistical fluctuations of transmission in slow light photonic-crystal waveguides” *Optics Express* **18**, 14654 (2010).
- [54] J. P. Hugonin, P. Lalanne, T. P. White, and T. E. Krauss, “Coupling into slow-mode photonic crystal waveguides” *Optics Letters* **32**, 2638 (2007).
- [55] C. M. 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 (2009).
- [56] R. J. P. Engelen, Y. Sugimoto, Y. Watanabe, J. P. Korterik, N. Ikeda, N. F. van Hulst, K. Asakawa, and L. Kuipers, “The effect of higher-order dispersion on slow light propagation in photonic crystal waveguides” *Optics Express* **14**, 1658 (2006).
- [57] O. Khayam, and H. Benisty, “General recipe for flatbands in photonic crystal waveguides” *Optics Express* **17**, 14634 (2009).

- 
- [58] P. Colman, S. Combrié, G. Lehoucq, and A. De Rossi, "Control of dispersion in photonic crystal waveguides using group symmetry theory" *Optics Express* **20**, 13108 (2012).
- [59] O. Khayam and H. Benisty, "General recipe for flatbands in photonic crystal Waveguides" *Optics Express* **17**, 14634 (2009).
- [60] 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) doi:10.1088/2040-8978/12/10/104004.
- [61] Y. Hamachi, S. Kubo, and T. Baba, "Slow light with low dispersion and nonlinear enhancement in a lattice-shifted photonic crystal waveguide" *Optics Letters* **34**, 1072-1074 (2009).
- [62] 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 (2006).
- [63] M. Ebnali-Heidari, C. Grillet, C. Monat, and B. J. Eggleton, "Dispersion engineering of slow light photonic crystal waveguides using microfluidic infiltration" *Optics Express* **17**, 1628 (2009).
- [64] 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 (2010).
- [65] M. Soljacic, and J. D. Joannopoulos, "Enhancement of nonlinear effects using photonic crystals" *Nat. Mater.* **3**, 211 (2004).
- [66] B. Corcoran, C. Monat, D. Pudo, B. J. Eggleton, T. F. Krauss, D. Moss, L. O'Faolain, M. Pelusi, T. White, "Nonlinear loss dynamics in a silicon slow light photonic crystal waveguide" *Optics Letters* **35**, 1073 (2010).
- [67] C. Monat, B. Corcoran, D. Pudo, M. Ebnali-Heidari, C. Grillet, M. D. Pelusi, D. J. Moss, 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 (2010).
- [68] L. Thevenaz, "Slow and fast light in optical fibres" *Nature Photonics* **2**, 474 (2008).
- [69] S. Chin, I. Dicaire, J. Beugnot, S. Foaleng-Mafang, M. Gonzalez-Herraez, and L. Thevenaz, "Material slow light does not enhance Beer–Lambert absorption" in *Slow and Fast Light, OSA Technical Digest* (Optical Society of America, 2009), paper SMA3.
- [70] R. W. Boyd, "Material slow light and structural slow light: similarities and differences for nonlinear optics" *J. Opt. Soc. Am. B* **28**, A38 (2011).
- [71] 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 (2009).
- [72] C. Monat, C. Grillet, B. Corcoran, D. J. Moss, B. J. Eggleton, T. P. White, and T. F. Krauss, "Investigation of phase matching for third-harmonic generation in silicon slow light photonic crystal waveguides using Fourier optics" *Optics Express* **18**, 6831 (2010).
- [73] 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**, 26613 (2010).
- [74] S. M. Hendrickson, A. C. Foster, R.M. Camacho, and B. D. Clader, "Integrated nonlinear photonics: emerging applications and ongoing challenges" *J. Opt. Soc. Am. B* **31**, 3193 (2014).
- [75] 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 (2006).
- [76] 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 (2008).
- [77] 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 (2010).
- [78] M. Ebnali-Heidari, C. Monat, C. Grillet, and M. K. Moravvej-Farshi, "A proposal for enhancing four-wave mixing in slow light engineered photonic crystal waveguides and its application to optical regeneration" *Optics Express* **17**, 18340 (2009).
- [79] S. Grillanda, and F. Morichetti, "Light induced metal like surface of silicon photonic waveguides" *Nature Communications* **6**, 8182 (2015).
- [80] D. Pudo, B. Corcoran, C. Monat, M. Pelusi, D.J. Moss, B.J. Eggleton, T.P. White, L. O'Faolain, T.F. Krauss, "Investigation of slow light enhanced nonlinear transmission for all-optical regeneration in silicon photonic crystal waveguides at 10 Gbit/s" *Photonics and Nanostructures – Fundamental and Applications* **8**, 67 (2010).
- [81] J. Li, L. O'Faolain, I. H. Rey, and T. F. Krauss, "Four-wave mixing in photonic crystal waveguides: slow light enhancement and limitations" *Opt. Express* **19**, 4458 (2011).
- [82] C. Monat, C. Grillet, M. Collins, A. Clark, J. Schroeder, C. Xiong, J. Li, L. O'Faolain, T. F. Krauss, B. J. Eggleton & David J. Moss, "Integrated optical auto-correlator based on third-harmonic generation in a silicon photonic crystal waveguide", *Nature Communications* **5**, 3246 (2014).
- [83] N. Le Thomas, H. Zhang, J. J gersk , V. Zabelin, and R. Houdr , I. Sagnes and A. Talneau, "Light transport regimes in slow light photonic crystal waveguides" *Physical Review B* **80**, 125332 (2009).

- [84] S. Mazoyer, A. Baron, J.-P. Hugonin, P. Lalanne, and A. Melloni, “Slow pulses in disordered photonic-crystal waveguides” *Applied Optics* **50**, G113 (2011).
- [85] B. Corcoran, T. D. Vo, M. D. Pelusi, C. Monat, D. X. Xu, A. Densmore, R. B. Ma, S. Janz, D. J. Moss, and B. J. Eggleton, “Silicon nanowire based radio-frequency spectrum analyzer” *Optics Express* **18**, 20190–20200 (2010).
- [86] B. Corcoran, M. D. Pelusi, C. Monat, J. Li, L. O’Faolain, T. F. Krauss, and B. J. Eggleton, “Ultracompact 160 Gbaud all-optical demultiplexing exploiting slow light in an engineered silicon photonic crystal waveguide” *Optics Letters* **36**, 1728–1730 (2011).
- [87] M. Pelusi, V. Ta’Eed, M. Lamont, S. Madden, D. Choi, B. Luther-Davies, and B. Eggleton, “Ultra-high nonlinear As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> planar waveguide for 160-Gb/s optical time-division demultiplexing by four-wave mixing” *IEEE Photon. Technol. Lett.* **19**, 1496–1498 (2007).
- [88] T. Vo, H. Hu, M. Galili, E. Palushani, J. Xu, L. K. Oxenløwe, S. Madden, D.-Y. Choi, D. Bulla, M. Pelusi, J. Schröder, B. Luther-Davies, and B. J. Eggleton, “Photonic chip based transmitter optimization and receiver demultiplexing of a 1.28 Tbit/s OTDM signal” *Opt. Express* **18**, 17252–17261 (2010).
- [89] F. Li, M. Pelusi, D. Xu, A. Densmore, R. Ma, S. Janz, and D. Moss, “Error-free all-optical demultiplexing at 160 Gb/s via FWM in a silicon nanowire” *Opt. Express* **18**, 3905–3910 (2010).
- [90] H. Ji, M. Pu, H. Hu, M. Galili, L. K. Oxenløwe, K. Yvind, J. M. Hvam, and P. Jeppesen, “Optical waveform sampling and error-free demultiplexing of 1.28 Tb/s serial data in a nanoengineered silicon waveguide” *J. Lightwave Technol.* **29**, 426–431 (2011).
- [91] K.-Y. Wang, K. G. Petrillo, M.A. Foster, and A. C. Foster, “Ultra low power all-optical processing of high-speed data signals in deposited silicon waveguides” *Opt. Express* **20**, 24600–24606 (2012).
- [92] A. L. Migdall, D. Branning, and S. Castelletto, “Tailoring single-photon and multiphoton probabilities of a single-photon on-demand source” *Phys. Rev. A* **66**, 053805 (2002).
- [93] J. L. O’Brien, A. Furusawa & J. Vučković “Photonic quantum technologies” *Nature Photonics* **3**, 687–695 (2009)
- [94] E. Knill, R. Laflamme & G. J. Milburn, “A scheme for efficient quantum computation with linear optics” *Nature* **409**, 46–52 (2001).
- [95] C. Xiong, C. Monat, A. S. Clark, C. Grillet, G. D. Marshall, M. J. Steel, J. Li, L. O’Faolain, T. F. Krauss, J. G. Rarity, and B. J. Eggleton, “Slow light enhanced correlated photon pair generation in a silicon photonic crystal waveguide” *Optics Letters* **36**, 3413–3415 (2011).
- [96] C. L. Xiong, C. Monat, M. J. Collins, L. Tranchant, D. Petiteau, A. S. Clark, C. Grillet, G. D. Marshall, M. J. Steel, J. T. Li, L. O’Faolain, T. F. Krauss, B. J. Eggleton, “Characteristics of Correlated Photon Pairs Generated in Ultracompact Silicon Slow-Light Photonic Crystal Waveguides” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **18**, 1676–1683 (2012).
- [97] J. E. Sharping, K. F. Lee, M. A. Foster, A. C. Turner, B. S. Schmidt, M. Lipson, A. L. Gaeta, and P. Kumar, “Generation of correlated photons in nanoscale silicon waveguides” *Optics Express* **14**, 12388 (2006).
- [98] K. Harada, H. Takesue, H. Fukuda, T. Tshuchizawa, T. Tanabe, K. Yamada, Y. Tokura, and S. Itabashi, “Frequency and Polarization Characteristics of Correlated Photon-Pair Generation Using a Silicon Wire Waveguide” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **16**, 325 (2010).
- [99] M.J. Collins, C. Xiong, I.H. Rey, T.D. Vo, J. He, S. Shahnia, C. Reardon, T.F. Krauss, M.J. Steel, A.S. Clark & B.J. Eggleton “Integrated spatial multiplexing of heralded single-photon sources” *Nature Communications* **4**, 2582 (2013).
- [100] H. Takesue, N. Matsuda, E. Kuramochi & M. Notomi, “Entangled photons from on-chip slow light” *Scientific Reports* **4**, 3913 (2014).
- [101] X. Checoury, M. El Kurdi, Z. Han and P. Boucaud, “Enhanced spontaneous Raman scattering in silicon photonic crystal waveguides on insulator” *Optics Express* **17**, 3500 (2009).
- [102] J. E. McMillan, X. D. Yang, N. C. Panoiu, R. M. Osgood, and C. W. Wong, “Enhanced stimulated Raman scattering in slow-light photonic crystal waveguides” *Optics Letters* **31**, 1235–1237 (2006).
- [103] I. Cestier, A. Willinger, P. Colman, S. Combrié, G. Lehoucq, A. De Rossi, and G. Eisenstein, “Efficient parametric interactions in a low loss GaInP photonic crystal waveguide” *Optics Letters* **36**, 3936 (2011).
- [104] Y. Zhang, C. Husko, J. Schröder, S. Lefrancois, I. H. Rey, T. F. Krauss, and B. J. Eggleton, “Phase-sensitive amplification in silicon photonic crystal waveguides” *Optics Letters* **39**, 363 (2014).
- [105] C. Husko, T. D. Vo, B. Corcoran, J. Li, T. F. Krauss, and B. J. Eggleton, “Ultracompact all-optical XOR logic gate in a slow-light silicon photonic crystal waveguide” *Optics Express* **19**, 20681 (2011).
- [106] S. Lavdas, J. B. Driscoll, R. R. Grote, R. M. Osgood, and N. C. Panoiu, “Pulse compression in adiabatically tapered silicon photonic wires,” *Opt. Express* **22**, 6296 (2014).
- [107] P. Colman, C. Husko, S. Combrié, I. Sagnes, C. W. Wong and A. De Rossi, “Temporal solitons and pulse compression in photonic crystal waveguides” *Nature Photonics* **4**, 862 (2010).
- [108] A. Blanco-Redondo, C. Husko, D. Eades, Y. Zhang, J. Li, T.F. Krauss & B.J. Eggleton, “Observation of soliton compression in silicon photonic crystals” *Nature Communications* **5**, 3160 (2014) DOI: 10.1038/ncomms4160.

- [109] C. Husko, M. Wulf, S. Lefrancois, S. Combrié, G. Lehoucq, A. De Rossi, B. J. Eggleton & L. Kuipers, “Free-carrier-induced soliton fission unveiled by in situ measurements in nanophotonic waveguides” *Nature Communications* **7**, 11332 (2016) | DOI: 10.1038/ncomms11332.
- [110] X. Li, J. Liao, Y. Nie, M. Marko, H. Jia, J. Liu, X. Wang and Chee Wei Wong, “Unambiguous demonstration of soliton evolution in slow-light silicon photonic crystal waveguides with SFG-XFROG” *Optics Express* **23**, 10282 | DOI:10.1364/OE.23.010282.
- [111] A. Blanco-Redondo, C. Husko, D. Eades, Y. Zhang, J. Li, T.F. Krauss & B.J. Eggleton, “Observation of soliton compression in silicon photonic crystals” *Nature Communications* **5**, 3160 (2014) | DOI: 10.1038/ncomms4160.
- [112] F. Raineri, T. J. Karle, V. Roppo, P. Monnier, and R. Raj, “Time-domain mapping of nonlinear pulse propagation in photonic-crystal slow-light waveguides” *Physical Review A* **87**, 041802(R) (2013).
- [113] C. A. Husko, S. Combrié, P. Colman, J. Zheng, A. De Rossi and C. W. Wong, “Soliton dynamics in the multiphoton plasma regime” *Scientific Reports* **3**, 1100 (2013).
- [114] P. Colman, S. Combrié, G. Lehoucq, A. de Rossi, and S. Trillo, “Blue Self-Frequency Shift of Slow Solitons and Radiation Locking in a Line-Defect Waveguide” *Physical Review Letters* **109**, 093901 (2012).
- [115] A. Blanco-Redondo, C. Martijn de Sterke, J.E. Sipe, T. F. Krauss, B. J. Eggleton & C. Husko, “Pure-quartic solitons” *Nature Communications* **7**, 10427 (2016) | DOI: 10.1038/ncomms10427.
- [116] A. E. Willner, O. F. Yilmaz, J. Wang, X. Wu, A. Bogoni, L. Zhang, and S. R. Nuccio, “Optically Efficient Nonlinear Signal Processing” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **17**, 320 (2011).
- [117] K. G. Petrillo and M. A. Foster, “Scalable ultrahigh-speed optical transmultiplexer using a time lens,” *Opt. Express* **19**, 14051 (2011).
- [118] E. Palushani, H. Hansen Mulvad, M. Galili, H. Hu, L. K. Oxenlowe, A. T. Clausen, and P. Jeppesen, “OTDM-to-WDM conversion based on time-to-frequency mapping by time-domain optical Fourier transformation” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **18**, 681 (2012).
- [119] K. G. Petrillo and M. A. Foster, “Full 160-Gb/s OTDM to  $16 \times 10$ -Gb/s WDM conversion with a single nonlinear interaction,” *Opt. Express* **21**, 508 (2013).
- [120] H. C. Hansen Mulvad, E. Palushani, H. Hu, H. Ji, M. Lillieholm, M. Galili, A. T. Clausen, M. Pu, K. Yvind, J. M. Hvam, P. Jeppesen, and L. K. Oxenløwe, “Ultra-high-speed optical serial-to-parallel data conversion by time-domain optical Fourier transformation in a silicon nanowire,” *Opt. Express* **19**, B825 (2011).
- [121] F. Leo, S-P. Gorza, J. Safioui, P. Kockaert, S. Coen, U. Dave, B. Kuyken, and G. Roelkens, “Dispersive wave emission and supercontinuum generation in a silicon wire waveguide pumped around the 1550nm telecommunication wavelength” *Optics Letters* **39**, 3623 (2014).
- [122] F. Leo, S-P. Gorza, S. Coen, B. Kuyken, and G. Roelkens, “Coherent supercontinuum generation in a silicon photonic wire in the telecommunication wavelength range” *Optics Letters* **40**, 123 (2015).
- [123] I. W. Hsieh, X. Chen, X. Liu, J. I. Dadap, N. C. Panoiu, C. Y. Chou, F. Xia, W. M. Green, Y. A. Vlasov, and R. M. Osgood, “Supercontinuum generation in silicon photonic wires” *Opt. Express* **15**, 15242 (2007).
- [124] A. C. Turner Foster, M. A. Foster, J. S. Levy, C. B. Poitras, R. Salem, A. L. Gaeta and M. Lipson, “Ultrashort free-carrier lifetime in low loss silicon nanowaveguides” *Optics Express* **18**, 3582 (2010).
- [125] 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 pi-n junction” *Optics Express* **20**, 13100-13107 (2012).
- [126] A. G. Griffith, R. K.W. Lau, J. Cardenas, Y. Okawachi, A. Mohanty, R. Fain, Y. H. D. Lee, M. Yu, C. T. Phare, C. B. Poitras, A. L. Gaeta and M. Lipson, “Silicon-chip mid-infrared frequency comb Generation” *Nature Communications* **6**, 6299 (2015) DOI: 10.1038/ncomms7299.
- [127] R. Hamerly, D. Gray, C. Rogers, and K. Jamshidi, “Conditions for Parametric and Free-Carrier Oscillation in Silicon Ring Cavities” *IEEE Journal of Lightwave Technology* (2018) DOI 10.1109/JLT.2018.2833054.
- [128] K. Luke, A. Dutt, C. B. Poitras and M. Lipson, “Overcoming Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> film stress limitations for high quality factor ring resonators” *Optics Express* **21**, 22829 (2013).
- [129] X. Ji, F. A. S. Barbosa, S. P. Roberts, A. Dutt, J. Cardenas, Y. Okawachi, A. Bryant, A. L. Gaeta, and M. Lipson, “Ultra-low-loss on-chip resonators with sub-milliwatt parametric oscillation threshold” *Optica* **4**, 619 (2017).
- [130] M. H. P. Pfeiffer, C. Herkommer, J. Liu, H. Guo, M. Karpov, E. Lucas, M. Zervas and T. J. Kippenberg, “Octave-spanning dissipative Kerr soliton frequency combs in Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> microresonators” *Optica* **4**, 684 (2017).
- [131] R. Halir, Y. Okawachi, J. S. Levy, M. A. Foster, M. Lipson and A. L. Gaeta, “Ultrabroadband supercontinuum generation in a CMOS-compatible platform” *Optics letters* **37**, 1685 (2012).
- [132] A. R. Johnson, A. S. Mayer, A. Klenner, K. Luke, E. S. Lamb, M. R. E. Lamont, C. Joshi, Y. Okawachi, F. W. Wise, M. Lipson, U. Keller, and A. Gaeta, “Octave-spanning coherent supercontinuum generation in a silicon nitride waveguide” *Optics Letters* **40**, 5117 (2015).
- [133] M. H. P. Pfeiffer, A. Kordts, V. Brasch, M. Zervas, M. Geiselmann, J. D. Jost and T. J. Kippenberg, “Photonic Damascene process for integrated high-Q microresonator based nonlinear photonics” *Optica* **3**, 20 (2016).

- [134] H. El Dirani, M. Casale, S. Kerdiles, C. Socquet-Clerc, X. Letartre, C. Monat, C. Sciancalepore, “Crack-Free Silicon-Nitride-on-Insulator Nonlinear Circuits for Continuum Generation in the C -Band” *IEEE Photonics Technology Letters* **30**, 355 (2018).
- [135] H. El Dirani, A. Kamel, M. Casale, S. Kerdiles, C. Monat, X. Letartre, M. Pu, L. Katsuo Oxenløwe, K. Yvind, and C. Sciancalepore, “Annealing-free Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> frequency combs for monolithic integration with Si photonics” *Appl. Phys. Lett.* **113**, 081102 (2018).
- [136] J. S. Aitchison, D. C. Hutchings, J. U. Kang, G. I. Stegeman, and A. Villeneuve, “The Nonlinear Optical Properties of AlGaAs at the Half Band Gap”, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33**, 341 (1997).
- [137] K. Dolgaleva, W. Chau Ng, L. Qian, and J. S. Aitchison, “Compact highly-nonlinear AlGaAs waveguides for efficient wavelength conversion” *Optics Express* **19**, 12440 (2011).
- [138] K. Dolgaleva, W. Chau Ng, L. Qian, J. S. Aitchison, M. Carla Camasta, and M. Sorel, “Broadband self-phase modulation, cross-phase modulation, and four-wave mixing in 9-mm-long AlGaAs waveguides” *Optics Letters* **35**, 4093 (2010).
- [139] B. M. Cannon, T. Mahmood, W. Astar, P. Apiratikul, G. Porkolab, P. Boudra, T. Mohsenin, C. J. K. Richardson, and G. M. Carter, “All-optical amplitude-phase transmultiplexing of RZ-OOK and RZ-BPSK to RZ-QPSK by polarization-insensitive XPM using a nonlinear birefringent AlGaAs waveguide” *Optics Express* **21**, 19885 | DOI:10.1364/OE.21.019885 | (2013).
- [140] G. A. Siviloglou, S. Suntsov, R. El-Ganainy, R. Iwanow, G. I. Stegeman, D. N. Christodoulides, R. Morandotti, D. Modotto, A. Locatelli, C. De Angelis, F. Pozzi, C. R. Stanley and M. Sorel, “Enhanced third-order nonlinear effects in optical AlGaAs nanowires” *Optics Express* **14**, 9377 (2006).
- [141] C. Lacava, V. Pusino, P. Minzioni, M. Sorel, and I. Cristiani, “Nonlinear properties of AlGaAs waveguides in continuous wave operation regime” *Optics Express* **22**, 5291 | DOI:10.1364/OE.22.005291 | (2014).
- [142] P. Apiratikul, J. J. Wathen, G. A. Porkolab, B. Wang, L. He, T. E. Murphy, and C. J. K. Richardson, “Enhanced continuous-wave four-wave mixing efficiency in nonlinear AlGaAs waveguides” *Optics Express* **22**, 26814 | DOI:10.1364/OE.22.026814 | (2014).
- [143] G. A. Porkolab, P. Apiratikul, B. Wang, S. H. Guo, and C. J. K. Richardson, “Low propagation loss AlGaAs waveguides fabricated with plasma-assisted photoresist reflow” *Optics Express* **22**, 7733 | DOI:10.1364/OE.22.007733 | (2014).
- [144] J. J. Wathen, P. Apiratikul, C. J. K. Richardson, G. A. Porkolab, G. M. Carter, and T. E. Murphy, “Efficient continuous-wave four-wave mixing in bandgap-engineered AlGaAs waveguides” *Optics Letters* **39**, 3161 (2014).
- [145] H. Oda, K. Inoue, A. Yamanaka, N. Ikeda, Y. Sugimoto, and K. Asakawa, “Light amplification by stimulated Raman scattering in AlGaAs-based photonic-crystal line-defect waveguides” *Applied Physics Letters* **93**, 051114 (2008).
- [146] K. Inoue, H. Oda, N. Ikeda, and K. Asakawa, “Enhanced third-order nonlinear effects in slow light photonic-crystal slab waveguides of line defect” *Opt. Express* **17**, 7206 (2009).
- [147] H. Oda, K. Inoue, Y. Tanaka, N. Ikeda, Y. Sugimoto, and H. Ishikawa, K. Asakawa, “Self-phase modulation in photonic-crystal-slab line-defect waveguides” *Applied Physics Letters* **90**, 231102 (2007).
- [148] A. Martin, S. Combrí, A. De Rossi, “Photonic crystal waveguides based on wide-gap semiconductor alloys”, *Journal of Optics* **19**, 033002 (2017).
- [149] V. Eckhouse, I. Cestier, G. Eisenstein, S. Combrí, P. Colman, A. De Rossi, M. Santagiustina, C. G. Smeda, and G. Vadalà, “Highly efficient four wave mixing in GaInP photonic crystal waveguides” *Optics Letters* **35**, 1440 (2010).
- [150] S. Combrí, Q. V. Tran, A. De Rossi, C. Husko, and P. Colman, “High quality GaInP nonlinear photonic crystals with minimized nonlinear absorption” *Appl. Phys. Lett.* **95**, 221108 (2009).
- [151] C. Husko, S. Combrí, Q. Vy Tran, F. Raineri, C. W. Wong, A. De Rossi, “Non-trivial scaling of self-phase modulation and three-photon absorption in III-V photonic crystal waveguides” *Optics Express* **17**, 22442 (2009).
- [152] K. Lenge, L. Bramerie, M. Gay, M. Costa e Silva, S. Lobo, J.-C. Simon, P. Colman, S. Combrie, and A. de Rossi, “Investigation of FWM in dispersion-engineered GaInP photonic crystal waveguides” *Optics Express* **20**, 16154 (2012).
- [153] P. Colman, I. Cestier, A. Willinger, S. Combrí, G. Lehoucq, G. Eisenstein, and A. De Rossi, “Observation of parametric gain due to four-wave mixing in dispersion engineered GaInP photonic crystal waveguides” *Optics Letters* **36**, 2629 (2011).
- [154] I. Cestier, S. Combrí, 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 (2012).
- [155] V. Eckhouse, I. Cestier, G. Eisenstein, S. Combrí, G. Lehoucq, and A. De Rossi, “Kerr-induced all-optical switching in a GaInP photonic crystal Fabry-Perot resonator” *Optics Express* **20**, 8524 (2012).
- [156] I. Cestier, A. Willinger, V. Eckhouse, G. Eisenstein, S. Combrí, 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 (2011).

- [157] A. Willinger, S. Roy, M. Santagiustina, S. Combrié, A. De Rossi, I. Cestier, and G. Eisenstein, "Dual-pump parametric amplification in dispersion engineered photonic crystal waveguides" *Optics Express* **21**, 10440 | DOI:10.1364/OE.21.010440 | (2013).
- [158] A. Willinger, S. Roy, M. Santagiustina, S. Combrié, A. De Rossi, and G. Eisenstein, "Narrowband optical parametric amplification measurements in Ga<sub>0.5</sub>In<sub>0.5</sub>P photonic crystal waveguides" *Optics Express* **23**, 17751 | DOI:10.1364/OE.23.017751 | (2015).
- [159] A. Martin, S. Combrié, A. Willinger, G. Eisenstein, and A. de Rossi, "Interplay of phase-sensitive amplification and cascaded four-wave mixing in dispersion-controlled waveguides", *Phys. Rev. A* **94**, 023817 (2016).
- [160] A. Willinger, A. Martin, S. Combrie, A. De Rossi, G. Eisenstein, "Phase Sensitive Parametric Interactions in a Ga<sub>0.5</sub>In<sub>0.5</sub>P Photonic Crystal Waveguide" *IEEE Photonics Journal* **8**, 4802407 DOI: 10.1109/JPHOT.2016.2605318 (2016).
- [161] A. S. Clark, C. Husko, M. J. Collins, G. Lehoucq, S. Xavier, A. De Rossi, S. Combrié, C. Xiong, and B. J. Eggleton, "Heralded single-photon source in a III–V photonic crystal" *Optics Letters* **38**, 649 (2013).
- [162] C. A. Husko, A. S. Clark, M. J. Collins, A. De Rossi, S. Combrié, G. Lehoucq, I. H. Rey, T. F. Krauss, C. Xiong & B. J. Eggleton, "Multi-photon absorption limits to heralded single photon sources" *Scientific Reports* **3**, 3087 (2013) | DOI: 10.1038/srep03087
- [163] K. Lenglé, 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).
- [164] D. Duchesne, K. A. Rutkowska, M. Volatier, F. Légaré, S. Delprat, M. Chaker, D. Modotto, A. Locatelli, C. De Angelis, M. Sorel, D. N. Christodoulides, G. Salamo, R. Arès, V. Aimez, and R. Morandotti, "Second harmonic generation in AlGaAs photonic wires using low power continuous wave light" *Optics Express* **19**, 12408 (2011).
- [165] K. Rivoire, Z. Lin, F. Hatami, W. Ted Masselink, and J. Vuckovic, "Second harmonic generation in gallium phosphide photonic crystal nanocavities with ultralow continuous wave pump power", *Optics Express* **17**, 22609 (2009).
- [166] K. Rivoire, S. Buckley, F. Hatami, and J. Vuckovic, "Second harmonic generation in GaP photonic crystal waveguides" *Applied Physics Letters* **98**, 263113 (2011).
- [167] K. Rivoire, Z. Lin, F. Hatami, and J. Vučković "Sum-frequency generation in doubly resonant GaP photonic crystal Nanocavities" *Applied Physics Letters* **97**, 043103 (2010).
- [168] B. J. Eggleton, B. Luther-Davies, and K. Richardson, "Chalcogenide photonics" *Nature Photonics* **5**, 141 (2011).
- [169] M. Spurny, L. O'Faolain, D. A. P. Bulla, B. Luther-Davies, and T. F. Krauss, "Fabrication of low loss dispersion engineered chalcogenide photonic crystals" *Optics Express* **19**, 1991 (2011).
- [170] 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 (2011).
- [171] M. W. Lee, C. Grillet, S. Tomljenovic-Hanic, E. C. Mägi, D. J. Moss, B. J. Eggleton, X. Gai, S. Madden, D.-Y. Choi, D. A. P. Bulla, and B. Luther-Davies, "Photowritten high-Q cavities in two-dimensional chalcogenide glass photonic crystals" *Optics Letters* **34**, 3671 (2009).
- [172] K. Suzuki, Y. Hamachi, T. Baba, "Fabrication and characterization of chalcogenide glass photonic crystal waveguides" *Optics Express* **17**, 22393 (2009).
- [173] K. Suzuki, T. Baba, "Nonlinear light propagation in chalcogenide photonic crystal slow light waveguides" *Optics Express* **18**, 26675 (2010).
- [174] X. Gai, S. Madden, D. Y. Choi, D. Bulla and B. Luther-Davies, "Dispersion engineered Ge<sub>11.5</sub>As<sub>24</sub>Se<sub>64.5</sub> nanowires with a nonlinear parameter of 136W–1m–1 at 1550nm" *Optics Express* **18**, 18866 (2010).
- [175] X. Gai, D.-Y. Choi, S. Madden, and B. Luther-Davies, "Polarization-independent chalcogenide glass nanowires with anomalous dispersion for all optical processing" *Optics Express* **20**, 13513 (2012).
- [176] X. Gai, B. Luther-Davies, and T. P. White, "Photonic crystal nanocavities fabricated from chalcogenide glass fully embedded in an index matched cladding with a high Q-factor (>750,000)" *Optics Express* **20**, 15503 (2012).
- [177] F. G. Della Corte, and S. Rao, "Use of Amorphous Silicon for Active Photonic Devices" *IEEE Transactions on Electron Devices* **60**, 1495 (2013).
- [178] B. Kuyken, H. Ji, S. Clemmen, S. K. Selvaraja, H. Hu, M. Pu, M. Galili, P. Jeppesen, G. Morthier, S. Massar, L. K. Oxenlowe, G. Roelkens, and R. Baets, "Nonlinear properties of and nonlinear processing in hydrogenated amorphous silicon waveguides." *Optics Express* **19**, B146 (2011).
- [179] C. Grillet, L. Carletti, C. Monat, P. Grosse, B. Ben Bakir, S. Menezo, J. M. Fedeli, D. J. Moss, "Amorphous silicon nanowires combining high nonlinearity, FOM and optical stability" *Optics Express* **20**, 22609 (2012).
- [180] C. Lacava, M. A. Ettabib, I. Cristiani, J. M. Fedeli, D. J. Richardson, and P. Petropoulos, "Ultra-Compact Amorphous Silicon Waveguide for Wavelength Conversion" *IEEE Photonics Technology Letters* **28**, 410 (2016)
- [181] K. Narayanan and S. F. Preble, "Optical nonlinearities in hydrogenated amorphous silicon waveguides." *Optics Express* **18**, 8998-9005 (2010).

- [182] 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 (2010).
- [183] 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 (2013).
- [184] 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," *Applied Physics Letters* **103**, 141103 (2013).
- [185] 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).
- [186] 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 (2014).
- [187] J. S. Pelc, K. Rivoire, S. Vo, C. Santori, D. A. Fattal, and R. G. Beausoleil, "Picosecond all-optical switching in hydrogenated amorphous silicon microring resonators" *Optics Express* **22**, 3797 (2014) | DOI:10.1364/OE.22.003797
- [188] K.-Y. Wang, V. G. Velev, K. Fook Lee, A. S. Kowligy, P. Kumar, M. A. Foster, A. C. Foster, and Y.-P. Huang, "Multichannel photon-pair generation using hydrogenated amorphous silicon waveguides" *Optics Letters* **39**, 914 (2014).
- [189] R. Takei, S. Manako, E. Omoda, Y. Sakakibara, M. Mori, and T. Kamei, "Sub-1 dB/cm submicrometer-scale amorphous silicon waveguide for backend on-chip optical interconnect" *Optics Express* **22**, 4779 (2014).
- [190] 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 (2011).
- [191] 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 (2012).
- [192] K.-Y. Wang and A. C. Foster, "Ultralow power continuous-wave frequency conversion in hydrogenated amorphous silicon waveguides." *Optics Letters* **37**, 1331 (2012).
- [193] K.-Y. Wang, K. G. Petrillo, M. A. Foster, and A. C. Foster, "Ultralow-power all-optical processing of highspeed data signals in deposited silicon waveguides" *Optics Express* **20**, 24600 (2012).
- [194] 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 (2014).
- [195] J. Safioui, F. Leo, B. Kuyken, S. -P. Gorza, S. Kumar Selvaraja, R. Baets, P. Emplit, G. Roelkens, and S. Massar "Supercontinuum generation in hydrogenated amorphous silicon waveguides at telecommunication wavelengths" *Optics Express* **22**, 3094 (2014).
- [196] C. Lacava, S. Stankovic, A. Z. Khokhar, T. D. Bucio, F. Y. Gardes, G. T. Reed, D. J. Richardson, and P. Petropoulos, "Si-rich silicon nitride for nonlinear signal processing applications" *Scientific Reports* **7**, 22 (2017)
- [197] T. Wang, D. K. T. Ng, S.-K. Ng, Y.-T. Toh, A. K. L. Chee, G. F. R. Chen, Q. Wang, and D. T. H. Tan, "Supercontinuum generation in bandgap engineered, back-end CMOS compatible silicon rich nitride waveguides" *Laser Photonics Rev.* **9**, 498 (2015).
- [198] K.J.A. Ooi, D.K.T. Ng, T. Wang, A.K.L. Chee, S.K. Ng, Q. Wang, L.K. Ang, A.M. Agarwal, L.C. Kimerling & D.T.H. Tan, "Pushing the limits of CMOS optical parametric amplifiers with USRN:Si7N3 above the two-photon absorption edge" *Nature Communications* **8**, 13878 (2017) | DOI: 10.1038/ncomms13878
- [199] K. Debnath, T. D. Bucio, A. Alattili, A. Z. Khokhar, S. Saito and F. Y. Gardes, "Photonic crystal waveguides on silicon rich nitride platform" *Optics Express* **25**, 3124 (2017).
- [200] E. Sahin, K. J. A. Ooi, G. F. R. Chen, D. K. T. Ng, C. E. Png, and D. T. H. Tan, Enhanced optical nonlinearities in CMOS-compatible ultra-silicon-rich nitride photonic crystal waveguides" *Appl. Phys. Lett.* **111**, 121104 (2017).
- [201] 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).
- [202] C. Monat, M. de Sterke, B. J. Eggleton, "Slow light enhanced nonlinear optics in periodic structures" *Journal of Optics* **12**, 104003 (2010).
- [203] A.D. Bristow, N. Rotenberg, H. M. van Driel, "Two-photon absorption and Kerr coefficients of silicon for 850-2200 nm" *Applied Physics Letters* **90**, 191104 (2007).
- [204] R. K. W. Lau, M. R. E. Lamont, A. G. Griffith, Y. Okawachi, M. Lipson, and A. L. Gaeta "Octave-spanning mid-infrared supercontinuum generation in silicon nanowaveguides" *Optics Letters* **39**, 4518 (2014).
- [205] 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" *Opt. Express* **19**, 20172 (2011).

- [206] B. Kuyken, T. Ideguchi, S. Holzner, M. Yan, T. W. Hänsch, J. Van Campenhout, P. Verheyen, S. Coen, F. Leo, R. Baets, G. Roelkens & N. Picque “An octave-spanning mid-infrared frequency comb generated in a silicon nanophotonic wire waveguide” *Nature communications* **6**, 6310 (2015).
- [207] S. A. Miller, M. Yu, X. Ji, A. G. Griffith, J. Cardenas, A. L. Gaeta and M. Lipson, “Low-loss silicon platform for broadband mid-infrared photonics” *Optica* **4**, 707 (2017).
- [208] X. Liu, R. M. Osgood, Y. A. Vlasov, and W. M. Green, “Mid-infrared optical parametric amplifier using silicon nanophotonic waveguides” *Nature Photonics* **4**, 557 (2010).
- [209] R. Soref, “Mid-infrared photonics in silicon and germanium” *Nature Photonics* **4**, 495–497 (2010).
- [210] M. Brun, P. Labeye, G. Grand, J.-M. Hartmann, F. Boulila, M. Carras, and S. Nicoletti, “Low loss SiGe graded index waveguides for mid-IR applications” *Opt. Express* **22**, 508 433 –518 (2014).
- [211] L. Carletti, P. Ma, Y. Yu, B. Luther-Davies, D. Hudson, C. Monat, R. Orobtcchouk, S. Madden, D. J. Moss, M. Brun, S. Ortiz, P. Labeye, S. Nicoletti, and C. Grillet, “Nonlinear optical response of low loss silicon germanium waveguides in the mid-infrared” *Opt. Express* **23**, 8261–8271 (2015).
- [212] L. Carletti, M. Sinobad, P. Ma, Y. Yu, D. Allieux, R. Orobtcchouk, M. Brun, S. Ortiz, P. Labeye, J. M. Hartmann, S. Nicoletti, S. Madden, B. Luther-Davies, D. J. Moss, C. Monat, and C. Grillet, “Mid-infrared nonlinear optical response of Si-Ge waveguides with ultra-short optical pulses” *Opt. Express* **23**, 32202 (2015).
- [213] M. A. Ettabib, L. Xu, A. Bogris, A. Kapsalis, M. Belal, E. Lorent, P. Labeye, S. Nicoletti, K. Hammani, D. Syvridis, D. P. Shepherd, J. H. V. Price, D. J. Richardson, and P. Petropoulos, “Broadband telecom to mid-infrared supercontinuum generation in a dispersion-engineered silicon germanium waveguide” *Opt. Lett.* **40**, 4118 (2015).
- [214] N. Singh, D. D. Hudson, Y. Yu, C. Grillet, S. D. Jackson, A. Casas-Bedoya, A. Read, P. Atanackovic, S. G. Duvall, S. Palomba, B. Luther-Davies, S. Madden, D. J. Moss, and B. J. Eggleton, “Midinfrared supercontinuum generation from 2 to 6  $\mu\text{m}$  in a silicon nanowire” *Optica* **2**, 797–802 (2015).
- [215] L. Zhang, A. M. Agarwal, L. C. Kimerling and J. Michel, “Nonlinear Group IV photonics based on silicon and germanium: from near-infrared to mid-infrared” *Nanophotonics, Review Article* **3**, 247-268 (2014).
- [216] M. Sinobad, C. Monat, B. Luther-Davies, P. Ma, S. Madden, D. J. Moss, A. Mitchell, D. Allieux, R. Orobtcchouk, S. Boutami, J.-M. Hartmann, J.-M. Fedeli, and C. Grillet, “High brightness mid-infrared octave spanning supercontinuum generation to 8.5 $\mu\text{m}$  in chip-based silicon-germanium waveguides” *Optica* **5**, 360 (2018).
- [217] J. M. Dudley, G. Genty and S. Coen, “Supercontinuum generation in photonic crystal fiber”, *Reviews of modern physics* **78**, 1135 (2006).
- [218] D. Duchesne, M. Peccianti, M. R. Lamont, M. Ferrera, L. Razzari, F. Légaré, R. Morandotti, S. Chu, B. E. Little, and D. J. Moss, “Supercontinuum generation in a high index doped silica glass spiral waveguide” *Opt. Express* **18**, 923 (2010).
- [219] K. Hammani, L. Markey, M. Lamy, B. Kibler, J. Arocas, J. Fatome, A. Dereux, J. C. Weeber, and C. Finot, “Octave spanning supercontinuum in titanium dioxide waveguides” *Applied Sciences* **8**, 543 (2018).
- [220] D. D. Hickstein, H. Jung, D. R. Carlson, A. Lind, I. Coddington, K. Srinivasan, G. G. Ycas, D. C. Cole, A. Kowligy, C. Fredrick, S. Droste, E. S. Lamb, N. R. Newbury, H. X. Tang, S. A. Diddams, and S. B. Papp, “Ultrabroadband supercontinuum generation and frequency comb stabilization using on-chip waveguides with both cubic and quadratic nonlinearities” *Physical Review A* **8**, 014025 (2017).
- [221] X. Liu, M. Pu, B. Zhou, C. J. Krückel, A. Filop, V. Torres-Company and M. Bache, “Octave-spanning supercontinuum generation in a silicon-rich nitride waveguide” *Optics Letters* **41**, 2719 (2016).
- [222] Michael R.E. Lamont,<sup>1</sup> Barry Luther-Davies,<sup>2</sup> Duk-Yong Choi,<sup>2</sup> Steve Madden,<sup>2</sup> and Benjamin J. Eggleton, “Supercontinuum generation in dispersion engineered highly nonlinear ( $\gamma = 10 \text{ /W/m}$ ) As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> chalcogenide planar waveguide” *Optics Express* **16**, 14938 (2008).
- [223] A. Ishizawa, T. Goto, R. Kou, T. Tsuchizawa, N. Matsuda, K. Hitachi, T. Nishikawa, K. Yamada, T. Sogawa, and H. Gotoh “Octave-spanning supercontinuum generation at telecommunications wavelengths in a precisely dispersion- and length-controlled silicon-wire waveguide with a double taper structure” *Appl. Phys. Lett.* **111**, 021105 (2017).
- [224] U. D. Dave, C. Ciret, S. P. Gorza, S. Combrie, A. De Rossi, F. Raineri, G. Roelkens G, Kuyken B., “Dispersive-wave-based octave-spanning supercontinuum generation in InGaP membrane waveguides on a silicon substrate” *Optics Letters* **40**, 3584 (2015) doi: 10.1364/OL.40.003584.
- [225] M. Pu, H. Ji, H. Hu, L. Ottaviano, E. Semenova, P. Guan, L. K. Oxenlowe, and K. Yvind, “Supercontinuum generation in AlGaAs-On-Insulator nanowaveguide at telecom wavelengths” CLEO AM3J.3 2016.
- [226] U. D. Dave, S. Uvin, B. Kuyken, S. Selvaraja, F. Leo, and G. Roelkens, “Telecom to mid-infrared spanning supercontinuum generation in hydrogenated amorphous silicon waveguides using a Thulium doped fiber laser pump source” *Optics Express* **21**, 32032 (2013).
- [227] N. Singh, M. Xin, D. Vermeulen, K. Shtyrkova, N. Li, P. T Callahan, E. S. Magden, A. Ruocco, N. Fahrenkopf, “Octave-spanning coherent supercontinuum generation in silicon on insulator from 1.06 $\mu\text{m}$  to beyond 2.4 $\mu\text{m}$ ” *Light Science and Applications* **7**, 17731 (2018).

- [228] I. Roland, Y. Zeng, Z. Han, X. Checoury, C. Blin, M. El Kurdi, A Ghrib, S. Sauvage, B. Gayral, C. Brimont, T. Guillet, F. Semond, and P. Boucaud, "Near-infrared gallium nitride two-dimensional photonic crystal platform on silicon" *Applied Physics Letters* **105** 011104 (2014).
- [229] M. S. Mohamed, A. Simbula, J.-F. Carlin, M. Minkov, D. Gerace, V. Savona, N. Grandjean, M. Galli, and R. Houdré, "Efficient continuous-wave nonlinear frequency conversion in high-Q gallium nitride photonic crystal cavities on silicon" *APL Photonics* **2**, 031301 (2017).
- [230] H. Jung, C. Xiong, K. Y. Fong, X. Zhang, and H. X. Tang, "Optical frequency comb generation from aluminum nitride microring resonator" *Optics Letters* **38**, 2810 (2013).
- [231] X. Guo, C.-L. Zou, and H. X. Tang, "Second harmonic generation in aluminum nitride microrings with 2500%/W conversion efficiency" *Optica* **3**, 1126 (2016).
- [232] B. J. M. Hausmann, I. Bulu, V. Venkataraman, P. Deotare, and M. Loncar, "Diamond nonlinear photonics" *Nature Photonics* **8**, 369 (2014).
- [233] X. Checoury, D. Néel, P. Boucaud, C. Gesset, H. Girard, S. Saada, and P. Bergonzo, "Nanocrystalline diamond photonics platform with high quality factor photonic crystal cavities" *Appl. Phys. Lett.* **101**, 171115 (2012).
- [234] Benjamin Feigel, David Castelló-Lurbe, Hugo Thienpont, and Nathalie Vermeulen "Opportunities for visible supercontinuum light generation in integrated diamond waveguides" *Opt Lett* **42**, 3804 (2017).
- [235] J. B. Surya, X. Guo, C.-L. Zou, and H. X. Tang, "Efficient third-harmonic generation in composite aluminum nitride/silicon nitride microrings" *Optica* **5**, 103 (2018).
- [236] Z. Wang, A. Abbasi, U. Dave, A. De Groote, S. Kumari, B. Kunert, C. Merckling, M. Pantouvaki, Y. Shi, B. Tian, K. Van Gasse, J. Verbist, R. Wang, W. Xie, J. Zhang, Y. Zhu, J. Bauwelinck, X. Yin, Z. Hens, J. Van Campenhout, B. Kuyken, R. Baets, G. Morthier, D. Van Thourhout, and G. Roelkens, "Novel Light Source Integration Approaches for Silicon Photonics" *Laser Photonics Rev.* **11**, 1700063 (2017).
- [237] M. R. Billah, M. Blaicher, T. Hoose, P.-I. Dietrich, P. Marin-Palomo, N. Lindenmann, A. Nestic, A. Hofmann, U. Troppenz, M. Moehrle, S. Randel, W. Freude, and C. Koos, "Hybrid integration of silicon photonics circuits and InP lasers by photonic wire bonding" *Optica* **5**, 876 (2018).
- [238] G. Roelkens, L. Liu, D. Liang, R. Jones, A. Fang, B. Koch, and J. Bowers, III-V/silicon photonics for on-chip and intra-chip optical interconnects *Laser & Photonics Review* **4**, 751 (2010).
- [239] M. Kostrzewa, L. Di Cioccio, M. Zussy, J. C. Roussin, J. M. Fedeli, N. Kernevez, P. Regreny, C. Lagahe-Blanchard, B. Aspar, "InP dies transferred onto silicon substrate for optical interconnects application," *Sensors and Actuators A: Physical* **125**, 411 (2006).
- [240] A. W. Fang, H. Park, O. Cohen, R. Jones, M. J. Paniccia, and J. E. Bowers, "Electrically pumped hybrid AlGaInAs-silicon evanescent laser" *Opt. Express* **14**, 9203 (2006).
- [241] Y. Halioua, A. Bazin, P. Monnier, T. J. Karle, G. Roelkens, I. Sagnes, R. Raj, and F. Raineri, "Hybrid III-V semiconductor/silicon nanolaser" *Optics Express* **19**, 9221 (2011).
- [242] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo-Romeo, G. Hollinger, E. Jalaguier, S. Pocus and B. Aspar, "InP 2D photonic crystal microlasers on silicon wafer: room temperature operation at 1.55 $\mu\text{m}$ ", *Electronics Letters* **37**, 764 (2001).
- [243] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d'Yerville, D. Cassagne, J. P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocus, and B. Aspar, "Modal analysis and engineering on InP-based two dimensional photonic crystal microlasers on a Si wafer", *IEEE Journal of Quantum Electronics* **39**, 419 (2003).
- [244] S. Keyvaninia, G. Roelkens, D. Van Thourhout, C. Jany, M. Lamponi, A. Le Liepvre, F. Lelarge, D. Make, G.-H. Duan, D. Bordel, and J.-M. Fedeli, "Demonstration of a heterogeneously integrated III-V/SOI single wavelength tunable laser", *Opt. Express* **21**, 3784 (2013).
- [245] J. C. Hulme, J. K. Doylend, and J. E. Bowers, "Widely tunable Vernier ring laser on hybrid silicon" *Opt. Express* **21**, 19718 (2013).
- [246] C. Zhang, S. Srinivasan, Y. Tang, M. J. R. Heck, M. L. Davenport, and J. E. Bowers, "Low threshold and high speed short cavity distributed feedback hybrid silicon lasers" *Opt. Express* **22**, 10202 (2014).
- [247] A. Abbasi, S. Keyvaninia, J. Verbist, X. Yin, J. Bauwelinck, F. Lelarge, G.-H. Duan, G. Roelkens, and G. Morthier, "43 Gb/s NRZ-OOK Direct Modulation of a Heterogeneously Integrated InP/Si DFB Laser" *Journal of Lightwave Technology* **35**, 1235 (2017).
- [248] J. Van Campenhout, P. R. A. Binetti, P. R. Romeo, P. Regreny, C. Seassal, X. J. M. Leijtens, T. de Vries, Y. S. Oei, R. P. J. van Veldhoven, R. Notzel, L. Di Cioccio, J. M. Fedeli, M. K. Smit, D. Van Thourhout, and R. Baets, "Low-Footprint Optical Interconnect on an SOI Chip Through Heterogeneous Integration of InP-Based Microdisk Lasers and Microdetectors" *IEEE Photonics Technol. Lett.* **21**, 522 (2009).
- [249] C. J. Van, R. P. Rojo, P. Regreny, C. Seassal, T. D. Van, S. Verstuyft, C. L. Di, J. M. Fedeli, C. Lagahe, and R. Baets, "Electrically pumped InP-based microdisk lasers integrated with a nanophotonic silicon-on-insulator waveguide circuit" *Opt. Express* **15**, 6744 (2007).
- [250] D. Liang, M. Fiorentino, T. Okumura, H.-H. Chang, D. T. Spencer, Y.-H. Kuo, A. W. Fang, D. Dai, R. G. Beausoleil, and J. E. Bowers, "Electrically-pumped compact hybrid silicon microring lasers for optical interconnects" *Optics Express* **17**, 20355 (2009).

- [251] O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. D. O'Brien, P. D. Dapkus, and I. Kim, "Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser" *Science* **284**, 1819 (1999).
- [252] Y. Halioua,<sup>1,2</sup> A. Bazin,<sup>1</sup> P. Monnier,<sup>1</sup> T. J. Karle,<sup>1</sup> G. Roelkens,<sup>2</sup> I. Sagnes,<sup>1</sup> R. Raj,<sup>1</sup> and F. Raineri, "Hybrid III-V semiconductor/silicon nanolaser" *Optics Express* **19**, 9221 (2011).
- [253] T. J. Karle, Y. Halioua, F. Raineri, P. Monnier, R. Braive, L. Le Gratiet, G. Beaudoin, I. Sagnes, G. Roelkens, F. van Laere, D. Van Thourhout, and R. Raj, "Heterogeneous integration and precise alignment of InP-based photonic crystal lasers to complementary metal-oxide semiconductor fabricated silicon-on-insulator wire waveguides" *J. Appl. Phys.* **107**, 8 (2010).
- [254] H. G. Park, S. H. Kim, S. H. Kwon, Y. G. Ju, J. K. Yang, J. H. Baek, S. B. Kim, and Y. H. Lee, "Electrically driven single-cell photonic crystal laser" *Science* **305**, 1444 (2004).
- [255] B. Ellis, M. A. Mayer, G. Shambat, T. Sarmiento, J. Harris, E. E. Haller and J. Vuckovic, "Ultralow-threshold electrically pumped quantum dot photonic-crystal nanocavity laser" *Nature Photonics* **5**, 297 (2011).
- [256] G. Shambat, B. Ellis, J. Petykiewicz, M. A. Mayer, A. Majumdar, T. Sarmiento, J. S. Harris, E. E. Haller, and J. Vuckovic, "Electrically Driven Photonic Crystal Nanocavity Devices" *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **18**, 1700 (2012).
- [257] S. Kim, S. Ahn, J. Lee, H. Jeon, P. Regreny, C. Seassal, E. Augendre, and L. Di Cioccio, "Milliwatt-level fiber-coupled laser power from photonic crystal band-edge laser" *Optics Express* **19**, 2105 (2011).
- [258] S. Matsuo, A. Shinya, T. Kakitsuka, K. Nozaki, T. Segawa, T. Sato, Y. Kawaguchi, and M. Notomi, "High-speed ultracompact buried heterostructure photonic-crystal laser with 13 fJ of energy consumed per bit transmitted" *Nature Photonics* **4**, 648 (2010).
- [259] K. Takeda, T. Sato, A. Shinya, K. Nozaki, W. Kobayashi, H. Taniyama, M. Notomi, K. Hasebe, T. Kakitsuka and S. Matsuo, "Few-fJ/bit data transmissions using directly modulated lambda-scale embedded active region photonic-crystal lasers" *Nature Photonics* **7**, 569 (2013).
- [260] T. Sato, K. Takeda, A. Shinya, M. Notomi, K. Hasebe, T. Kakitsuka, and S. Matsuo, "Photonic Crystal Lasers for Chip-to-Chip and On-Chip Optical Interconnects" *IEEE Journal of Selected Optics in Quantum Electronics* **21**, 4900410 (2015).
- [261] K. Takeda, T. Sato, T. Fujii, E. Kuramochi, M. Notomi, K. Hasebe, T. Kakitsuka, and S. Matsuo, "Heterogeneously integrated photonic-crystal lasers on silicon for on/off chip optical interconnects" *Optics Express* **22**, 702 (2014).
- [262] G. Crosnier, D. Sanchez, S. Bouchoule, P. Monnier, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Raj, and F. Raineri, "Hybrid indium phosphide-on-silicon nanolaser diode" *Nature Photonics* **11**, 297 (2017).
- [263] T. J. Kippenberg, R. Holzwarth, S. A. Diddams, "Microresonator-Based Optical Frequency Combs" *Science* **332**, 555 (2011).
- [264] J. Pfeifle, V. Brasch, M. Lauermaun, Y. Yu, D. Wegner, T. Herr, K. Hartinger, P. Schindler, J. Li, D. Hillerkuss, R. Schmogrow, C. Weimann, R. Holzwarth, W. Freude, J. Leuthold, T. J. Kippenberg and C. Koos, "Coherent terabit communications with microresonator Kerr frequency combs" *Nature Photonics* **8**, 375 (2014).
- [265] H. Hu, F. Da Ros, M. Pu, F. Ye, K. Ingerslev, E. Porto da Silva, M. Nooruzaman, Y. Amma, Y. Sasaki, T. Mizuno, Y. Miyamoto, L. Ottaviano, E. Semenova, P. Guan, D. Zibar, M. Galili, K. Yvind, T. Morioka and L. K. Oxenløwe, "Single-source chip-based frequency comb enabling extreme parallel data transmission" *Nature Photonics* **12**, 469 (2018).
- [266] K. Merghem, A. Akrou, A. Martinez, G. Aubin, A. Ramdane, F. Lelarge, and G. H. Duan, "Pulse generation at 346 GHz using a passively mode locked quantum-dash-based laser at 1.55 um" *Applied Physics Letters* **94**, 1-4 (2009).
- [267] S. Joshi, C. Calo, N. Chimot, M. Radziunas, R. Arkhipov, S. Barbet, A. Accard, A. Ramdane, and F. Lelarge, "Quantum dash based single section mode locked lasers for photonic integrated circuits" *Optics Express* **22**, 11254 (2014).
- [268] R. Rosales, S. G. Murdoch, R. T. Watts, K. Merghem, A. Martinez, F. Lelarge, A. Accard, L. P. Barry, and A. Ramdane, "High performance mode locking characteristics of single section quantum dash lasers," *Opt. Express* **20**, 8649-8657 (2012).
- [269] V. Vujici, C. Calo, R. Watts, F. Lelarge, C. Browning, K. Merghem, A. Martinez, A. Ramdane, L. P. Barry, "Quantum dash Mode-locked lasers for data centre applications" *IEEE Journal of Selected topics in quantum electronics* **21**, 1101508 (2015).
- [270] V. Moskalenko, S. Latkowski, S. Tahvili, T. de Vries, M. Smit, and E. Bente, "Record bandwidth and sub-picosecond pulses from a monolithically integrated mode-locked quantum well ring laser" *Opt. Express* **22**, 28865 (2014).
- [271] V. Moskalenko, J. Koelemeij, K. Williams, and E. Bente, "Study of extra wide coherent optical combs generated by a QW-based integrated passively mode-locked ring laser" *Optics Letters* **42**, 1428 (2017).
- [272] M.-C. Lo, R. Guzman, M. Ali, R. Santos, L. Augustin, and G. Carpintero, "18-THzwide optical frequency comb emitted from monolithic passively mode-locked semiconductor quantum-well laser" *Optics Letters* **42**, 3872 (2017).
- [273] B. R. Koch, A. W. Fang, E. Lively, R. Jones, O. Cohen, D. J. Blumenthal, and J. E. Bowers, "Mode locked and distributed feedback silicon evanescent lasers" *Laser & Photon. Rev.* **3**, 355-369 (2009).

- [274] Z. Wang, L. L. Fanto, J. A. Steidle, A. A. Aboketaf, N. A. Rummage, P. M. Thomas, C. S. Lee, W. Guo, L. F. Lester and S. F. Preble, "Passively mode-locked InAs quantum dot lasers on a silicon substrate by Pd-GaAs wafer bonding" *Applied Physics Letters* **110**, 141110 (2017).
- [275] Z. Wang, K. Van Gasse, V. Moskalenko, S. Latkowski, E. Bente, B. Kuyken, and G. Roelkens, "A III-V-on-Si ultra-dense comb laser" *Light Sci Appl.* **6**, e16260 (2017).
- [276] S. Latkowski, V. Moskalenko, S. Tahvili, L. Augustin, M. Smit, K. Williams, and E. Bente, "Monolithically integrated 25 GHz extended cavity mode-locked ring laser with intracavity phase modulators" *Optics Letters* **40**, 77 (2015).
- [277] C. Xiong, W. Pernice, K. K. Ryu, C. Schuck, K. Y. Fong, T. Palacios and H. X. Tang, "Integrated GaN photonic circuits on silicon 100 for second harmonic generation" *Optics Express* **19**, 10462 (2011).
- [278] 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).
- [279] A. Martin, D. Sanchez, S. Combrié, A. De Rossi and F. Raineri, "GaInP on oxide nonlinear photonic crystal technology" *Optics Letters* **42**, 599 (2017).
- [280] A. Martin, S. Combrié, A. De Rossi, G. Beaudoin, I. Sagnes and F. Raineri, "Nonlinear gallium phosphide nanoscale photonics" *Photonics Research* **6**, B43 (2018).
- [281] L. Ottaviano, M. Pu, E. Semenova, and K. Yvind, "Low-loss high-confinement waveguides and microring resonators in AlGaAs-on-insulator optics letters" *Optics Letters* **41**, 3996 (2016).
- [282] 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.
- [283] M. Pu, L. Ottaviano, E. Semenova, and K. Yvind, "Efficient frequency comb generation in AlGaAs-on-insulator," *Optica* **3**, 823 (2016).
- [284] X. Guan, H. Hu, L. K. Oxenlowe and L. H. Frandsen, "Compact titanium dioxide waveguides with high nonlinearity at telecommunication wavelengths" *Optics Express* **26**, 1055 (2018).
- [285] T. Wood, M. Kemiche, J. Lhuillier, S. Callard, C. Monat, "Le graphène :   nos crayons pour redessiner le paysage de l'optoélectronique" *Photoniques* Aout 2017.
- [286] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, A. A. Firsov, "Electric field effect in atomically thin carbon films" *Science* **306**, 666–669 (2004).
- [287] F. Bonaccorso, et al. "Graphene photonics and optoelectronics" *Nature Photonics* **4**, 611 (2010).
- [288] K. Kim et al. "A role for graphene in silicon-based semiconductor devices" *Nature* **479**, 338 (2011).
- [289] K. S. Novoselov, "A roadmap for graphene" *Nature* **490**, 192 (2012).
- [290] A. Marini, J. D. Cox, and F. J. Garcia de Abajo, "Theory of graphene saturable absorption" *Physical Review B* **95**, 125408 (2017).
- [291] Q. Bao, et al. "Atomic-Layer Graphene as a Saturable Absorber for Ultrafast Pulsed Lasers" *Adv. Funct. Mater.* **19**, 3077 (2009).
- [292] Z. P. Sun et al. "Graphene Mode-Locked Ultrafast Laser" *ACS Nano* **4**, 803 (2010).
- [293] H. Zhang et al. "Compact graphene mode-locked wavelength-tunable erbium-doped fiber lasers: from all anomalous dispersion to all normal dispersion" *Laser Phys. Lett.* **7**, 591 (2010).
- [294] L. Zhibo, "Nonlinear optical properties of graphene-based materials" *Chinese Science Bulletin* **57**, 2971 (2012).
- [295] E. Hendry, et al. "Coherent nonlinear optical response of graphene" *Phys. Rev. Lett.* **105**, 097401 (2010).
- [296] T. Gu et al. "Regenerative oscillation and four-wave mixing in graphene optoelectronics" *Nature Photonics* **6**, 554 (2012).
- [297] C. T. Phare Y.-H. D. Lee, J. Cardenas and M. Lipson, "Graphene electro-optic modulator with 30 GHz bandwidth" *Nat. Photonics* **9**, 511 (2015).
- [298] X. Gan, R.-J. Shiue, Y. Gao, K. F. Mak, X. Yao, L. Li, A. Szep, D. Walker, Jr, J. Hone, T. F. Heinz, and D. Englund "High contrast electrooptic modulation of a photonic crystal nanocavity by electrical gating of graphene" *Nanoletters* **13**, 691 (2013).
- [299] V. Sorianoello, M. Midrio, G. Contestabile, I. Asselberghs, J. Van Campenhout, C. Huyghebaert, I. Goykhman, A. K. Ott, A. C. Ferrari and M. Romagnoli, "Graphene–silicon phase modulators with gigahertz bandwidth" *Nature Photonics* **12**, 40 (2018).
- [300] M. S. Hwang, "Switching of photonic crystal lasers by graphene" *Nanoletters* **17**, 1892 (2017).
- [301] Z. Shi, L. Gan, T. H. Xiao, H. L. Guo, and Z. Y. Li, "All-optical modulation of a graphene-cladded silicon photonic crystal cavity" *ACS Photonics* **2**, 1513 (2015).
- [302] T. Gu, H. Zhou, J. F. McMillan, N. Petrone, A. van der Zande, J. C. Hone, M. Yu, G.-Q. Lo, D.-L. Kwong, and C. W. Wong, "Coherent Four-Wave Mixing on Hybrid Graphene-Silicon Photonic Crystals" *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **20**, 7500106 (2014).

- [303] H. Zhou, T. Gu, J. F. McMillan, N. Petrone, A. van der Zande, J. C. Hone, M. Yu, G. Lo, D.-L. Kwong, G. Feng, S. Zhou, and C. W. Wong, "Enhanced four-wave mixing in graphene-silicon slow-light photonic crystal waveguides" *Applied Physics Letters* **105**, 091111 (2014).
- [304] M. Ji, "Enhanced parametric frequency conversion in a compact silicon-graphene microring resonator" *Opt Express* **23**, 18679 (2015).
- [305] X. Hu, Y. Long, M. Ji, A. Wang, L. Zhu, Z. Ruan, Y. Wang, and J. Wang, "Graphene-silicon microring resonator enhanced all-optical up and down wavelength conversion of QPSK signal" *Optics Express* **24**, 7168 (2016).
- [306] A. Ishizawa, R. Kou, T. Goto, T. Tsuchizawa, N. Matsuda, K. Hitachi, T. Nishikawa, K. Yamada, T. Sogawa & H. Gotoh, "Optical nonlinearity enhancement with graphene-decorated silicon waveguides" *Scientific Reports* **7**, 45520 (2017).
- [307] Q. Bao, & K. P. Loh, "Graphene Photonics, Plasmonics, and Broadband Optoelectronic Devices" *ACS Nano* **6**, 3677–3694 (2012).
- [308] S. A. Mikhailov, "Quantum theory of the third-order nonlinear electrodynamic effects of graphene" *Physical Review B* **93**, 085403 (2016).
- [309] J. L. Cheng, N. Vermeulen, and J. E. Sipe, "Third-order nonlinearity of graphene: Effects of phenomenological relaxation and finite temperature" *Physical Review B* **91**, 235320 (2015).
- [310] N. A. Savostianova and S. A. Mikhailov, "Optical Kerr effect in graphene: Theoretical analysis of the optical heterodyne detection technique" *Physical Review B* **97**, 165424 (2018).
- [311] N. Vermeulen, D. Castelló-Lurbe, M. Khoder, I. Pasternak, A. Krajewska, T. Ciuk, W. Strupinski, J.L. Cheng, H. Thienpont & J. Van Erps, "Graphene's nonlinear-optical physics revealed through exponentially growing self-phase modulation" *Nature Communications* **9**:2675 (2018).
- [312] E. Dremetsika, B. Dlubak, S. M. Gorza, C. CIRET, M.-B. Martin, S. Hofmann, P. Seneor, D. Dolfi, S. Massar, P. Emplit and P. Kockaert, "Measuring the nonlinear refractive index of graphene using the optical Kerr effect method" *Optics Letters* **41**, 3281 (2016).
- [313] N. Vermeulen, D. Castelló-Lurbe, J. L. Cheng, I. Pasternak, A. Krajewska, T. Ciuk, W. Strupinski, H. Thienpont, and J. Van Erps, "Negative Kerr Nonlinearity of Graphene as seen via Chirped-Pulse-Pumped Self-Phase Modulation" *Physical Review Applied* **6**, 044006 (2016).
- [314] T. Jiang, D. Huang, J. Cheng, X. Fan, Z. Zhang, Y. Shan, Y. Yi, Y. Dai, L. Shi, K. Liu, C. Zeng, J. Zi, J. E. Sipe, Y.-R. Shen, W.-T. Liu and S. Wu, "Gate-tunable third-order nonlinear optical response of massless Dirac fermions in graphene" *Nature Photonics* **12**, 430 (2018).
- [315] K. Alexander, N. A. Savostianova, S. A. Mikhailov, B. Kuyken, and D. Van Thourhout, "Electrically Tunable Optical Nonlinearities in Graphene-Covered SiN Waveguides Characterized by Four-Wave Mixing" *ACS Photonics* **4**, 3039 (2017).
- [316] B. Yao, S.-W. Huang, Y. Liu, A. Kumar Vinod, C. Choi, M. Hoff, Y. Li, M. Yu, Z. Feng, D.-L. Kwong, Y. Huang, Y. Rao, X. Duan & C. W. Wong, "Gate-tunable frequency combs in graphene–nitride microresonators" *Nature* **558**, 410 (2018).
- [317] J. B. Khurgin, "Graphene—A rather ordinary nonlinear optical material", *Applied Physics Letters* **104**, 161116 (2014).
- [318] A. Sugitatsu and S. Noda, "Room temperature operation of 2D photonic crystal slab defect waveguide laser with optical pump" *Electronics Letters* **39**, 213 (2003).
- [319] H. Benisty, A. David, L. Martinelli, E. Viasnoff-Schwoob, C. Weisbuch, G. H. Duan, K. Janiak, H. Heidrich, "From modal control to spontaneous emission and gain in photonic crystal waveguides" *Photonics and Nanostructures Fundamentals and Applications* **4**, 1 (2006).
- [320] K. Kiyota, T. Kise, N. Yokouchi, T. Ide, and T. Baba, "Various low group velocity effects in photonic crystal line defect waveguides and their demonstration by laser oscillation" *Applied Physics Letters* **88**, 201904 (2006).
- [321] E. Schwoob, H. Benisty, C. Weisbuch, C. Cuisin, E. Derouin, O. Drisse, G. H. Duan, L. Legouézigue, O. Legouézigue, F. Pommereau, "Enhanced gain measurement at mode singularities in InP based photonic crystal waveguides" *Optics Express* **12**, 1569 (2004).
- [322] S. Ek, P. Lunnemann, Y. Chen, E. Semenova, K. Yving, and J. Mørk, "Slow light enhanced gain in active photonic crystal waveguides" *Nature Communications* **5**, 5039 (2014).
- [323] J. Grgic, J. Raunkjaer Ott, F. Wang, O. Sigmund, A. P. Jauho, J. Mørk, and N. A. Mortensen, "Fundamental limitations to gain enhancement in periodic media and waveguides" *Physical review Letters* **108**, 183903 (2012).
- [324] W. Xue, Y. Yu, L. Ottaviano, Y. Chen, E. Semenova, K. Yvind and J. Mørk, "Threshold characteristics of slow light photonic crystal lasers" *Physical Review Letters* **116**, 063901 (2016).
- [325] M. Heuck, S. Blaaberg, and J. Mørk, "Theory of Passively Mode-Locked Photonic Crystal Semiconductor Lasers" *Optics Express* **18**, 18003 (2010).
- [326] M. Kemiche, J. Lhuillier, S. Callard, and C. Monat, "Design optimization of a compact photonic crystal microcavity based on slow light and dispersion engineering for the miniaturization of integrated mode-locked lasers" *AIP Advances* **8**, 015211 (2018).
- [327] X. Wang, C. Ma, R. Kumar, P. Doussiere, R. Jones, H. Rong, and S. Mookherjea, "Photon pair generation using a silicon photonic hybrid laser" *APL Photonics* **3**, 106104 (2018).

- 
- [328] M. A. Gaafar, D. Jalas, L. O’Faolain, J. Li, T. F. Krauss, A. Yu. Petrov & M. Eich, “Reflection from a free carrier front via an intraband indirect photonic transition” *Nature Communications* **9**, 1447 (2018).
- [329] H. Vincenti, S. Monchoce, S. Kahaly, G. Bonnaud, Ph. Martin & F. Quere, “Optical properties of relativistic plasma mirrors” *Nature Communications* **5**, 3403 (2014).
- [330] K. Kondo and T. Baba, “Slow-light-induced Doppler shift in photonic-crystal waveguides” *Physical Review A* **93**, 011802(R) (2016).
- [331] M. Z. Alam, I. De Leon, R. W. Boyd, “Large optical nonlinearity of indium tin oxide in its epsilon-near-zero region” *Science* **352**, 795 (2016).